



UNIVERSIDAD CARLOS III DE MADRID

TESIS DOCTORAL

Estudio experimental del bloqueo en fase de modos laterales y de la dinámica no lineal en diodos láser acoplados lateralmente

Autor:

Rui Manuel Lemos Álvares dos Santos

Director:

Horacio Lamela Rivera

DEPARTAMENTO DE TECNOLOGÍA ELECTRÓNICA

Leganés, Noviembre de 2010

TESIS DOCTORAL

Estudio experimental del bloqueo en fase de modos laterales y de la dinámica no lineal en diodos láser acoplados lateralmente

Autor: *Rui Manuel Lemos Álvares dos Santos*

Director: Horacio Lamela Rivera

Firma del Tribunal Calificador:

Firma

Presidente: (Nombre y apellidos)

Vocal: (Nombre y apellidos)

Vocal: (Nombre y apellidos)

Vocal: (Nombre y apellidos)

Secretario: (Nombre y apellidos)

Calificación:

Leganés, de de

Resumen

Las características de emisión y de la dinámica en diodos láser acoplados lateralmente han sido objeto de estudio durante las últimas tres décadas. Los estudios teóricos realizados se han centrado fundamentalmente en la obtención de un haz de salida de alta calidad y potencia por bloqueo en fase de los campos de cada uno de los láseres. Además, estudios en la dinámica de estos dispositivos indican la existencia de varios regímenes no lineales donde el papel del bloqueo en fase de los láseres no está lo suficientemente explicado. Sin embargo, en estas tres décadas, se han producido muy pocos trabajos experimentales dedicados al estudio de estos dispositivos. Y es esta escasez de trabajos experimentales lo que ha motivado la presente tesis.

En esta tesis se estudian láseres acoplados lateralmente de distintas dimensiones con el objetivo de obtener una visión global de su funcionamiento. Para ello, se ha concebido una metodología experimental para la identificación de los distintos regímenes de funcionamiento de estos dispositivos. Esta metodología tiene como base el análisis de los espectros ópticos de campo cercano y campo lejano así como el análisis del espectro de RIN.

A partir de estos resultados, se ha podido identificar por primera vez que los láseres de semiconductor acoplados lateralmente presentan tres regímenes de funcionamiento distinto dependientes de las corrientes de polarización inyectadas: phase locking, lateral mode locking y unlocking. El régimen de phase locking se caracteriza por la emisión de apenas un modo lateral (en nuestro caso, el modo en contra fase) mientras que en el régimen de lateral mode locking aparecen dos modos laterales, uno en fase y otro en contra fase. La emisión de ambos modos laterales implica la existencia de una nueva frecuencia de resonancia igual a la frecuencia de separación entre ellos. Finalmente en el régimen unlocking cada láser emite de forma independiente no presentando una relación de fase entre los modos.

A partir del análisis de alta resolución espectral, se han podido identificar los regímenes no lineales y caóticos de funcionamiento de estos dispositivos. Además, ha permitido explicar el mecanismo responsable por su existencia. La aparición de no linealidades en los láseres acoplados lateralmente se da cuando el dispositivo está en lateral mode locking y se debe a la interacción con la frecuencia de relajación de oscilación. El trabajo desarrollado en esta tesis ha permitido una clarificación del funcionamiento de los láseres de semiconductor acoplados lateralmente y deja una base experimental para el desarrollo de nuevos modelos teóricos capaces de simular el funcionamiento de estos dispositivos.

<i>Resumen</i>	<i>iv</i>
<i>1 Introducción</i>	<i>1</i>
<i>Referencias</i>	<i>8</i>
<i>2 Características estáticas de diodos laser de semiconductor</i>	<i>11</i>
2.1. <i>Fenómeno de recombinación en semiconductores</i>	<i>13</i>
2.2. <i>Características de una cavidad laser de semiconductor</i>	<i>17</i>
2.3. <i>Ecuaciones de tasa de un laser de semiconductor</i>	<i>20</i>
2.3.1. <i>Ecuación de tasa de portadores</i>	<i>20</i>
2.3.2. <i>Ecuaciones de tasa de fotones y de fase</i>	<i>22</i>
2.3.3. <i>Ecuaciones de tasa de un diodo laser de semiconductor</i>	<i>24</i>
2.4. <i>Modos de una cavidad Fabry-Perot</i>	<i>25</i>
2.4.1. <i>Modos transversales</i>	<i>25</i>
2.4.2. <i>Modos laterales</i>	<i>26</i>
2.4.3. <i>Modos Longitudinales</i>	<i>28</i>
2.5. <i>Características estáticas de un laser de semiconductor</i>	<i>30</i>
2.6. <i>Características estáticas de arrays de diodos láser</i>	<i>33</i>
2.6.1. <i>Modelo de difracción</i>	<i>34</i>
2.6.2. <i>Modelo de modos acoplados</i>	<i>35</i>
<i>Conclusiones</i>	<i>39</i>

Referencias	40
3. Características dinámicas de los láseres de semiconductor	42
3.1. Dinámica en láseres de semiconductor.....	43
3.1.1. Respuesta en frecuencia	43
3.1.2. Ruido de Intensidad de Relativa (RIN)	46
3.2. Aumento de la frecuencia de relajación de oscilación.....	49
3.2.1. Mode locking de modos longitudinales	50
3.2.1.1. Dual mode lasers	51
3.3. Dinámica en láseres acoplados lateralmente	52
3.4. Dinámica no lineal en láseres de semiconductor	57
3.4.1. Caos y regímenes no lineales en diodos láser.....	57
3.4.2. Dinámica no lineal en diodos laser acoplados lateralmente	60
Conclusiones	62
Referencias	64
4. Concepción de la metodología experimental para el estudio de diodos láser acoplados lateralmente.....	68
4.1. Resumen de de los estudios en láseres acoplados lateralmente.....	69
4.1.1 Características estáticas	70
4.1.2 Características dinámicas.....	74

4.2. Concepción experimental de identificación de los regímenes de funcionamiento en LCDL	77
4.2.1 Identificación de los regímenes de locking y unlocking en LCDL	78
4.2.2 Identificación y análisis de los regímenes no lineales en LCDL	85
4.4. Conclusiones	89
Referencias	90
5 Descripción de los láseres acoplados lateralmente	93
y de sus principales características.....	93
5.1. Descripción de los láseres acoplados lateralmente FALCON.....	94
5.2. Características individuales de los guías láser.....	98
5.2.1. Características I-P	98
5.2.2. Espectro de modos longitudinales, de campo cercano y campo lejano 100	
5.2.3. Respuesta en frecuencia	102
5.2.4. Espectro de RIN	102
5.3. Espectro óptico, de campo cercano y campo lejano LCDL	103
5.4. Respuesta en frecuencia de diodos laser acoplados lateralmente	107
5.5. Espectro de RIN en láseres acoplados lateralmente	108
5.6. Efecto de la corriente de inyección asimétrica en los LCDL.....	109
5.6.1. Variación de la corriente umbral.....	109

5.6.2.	<i>Variación de la frecuencia de relajación de oscilación</i>	<i>110</i>
5.7.	<i>Conclusiones y discusión de resultados</i>	<i>114</i>
	<i>Referencias</i>	<i>116</i>
6.	<i>Estudio experimental del fenómeno de locking</i>	<i>120</i>
	<i>en láseres acoplados lateralmente.....</i>	<i>120</i>
6.1.	<i>Lateral mode locking en láseres LCDL.....</i>	<i>122</i>
6.1.1.	<i>Regímenes de funcionamiento en LCDL.....</i>	<i>122</i>
6.1.2.	<i>Dependencia de la amplitud de interacción y frecuencia con el régimen de locking</i>	<i>127</i>
6.1.3.	<i>Condición de longitud de onda de emisión en el establecimiento del régimen de locking.</i>	<i>129</i>
6.2.	<i>Phase locking en LCDL</i>	<i>131</i>
6.3.	<i>Conclusiones y discusión de resultados</i>	<i>133</i>
	<i>Referencias</i>	<i>135</i>
7.	<i>No linealidades y caos en láseres acoplados lateralmente.....</i>	<i>137</i>
7.1.	<i>Estudio experimental de los regímenes no lineales en LCDL</i>	<i>139</i>
7.2.	<i>Estudio del perfil de emisión de los LCDL en los regímenes no lineales.....</i>	<i>142</i>
7.3.	<i>Estudio de la relación entre la frecuencia de relajación de oscilación y la frecuencia de lateral mode locking.....</i>	<i>144</i>
7.4.	<i>Mapa de los regímenes no lineales observados en LCDL.....</i>	<i>146</i>
7.5.	<i>Mapa global de los regímenes de funcionamiento de los láseres LCDL.....</i>	<i>147</i>

7.6.	<i>Conclusiones y discusión de resultados</i>	149
	<i>Referencias</i>	150
8	<i>Conclusiones y trabajo futuro</i>	151
	<i>Anexo 1 – Análisis de los Espectrómetros</i>	155
	<i>A.1.1 – Resolución de un monocromador</i>	155
	<i>A.1.2 - Resolución de un Scanning Fabry-Perot</i>	159
	<i>Referencias</i>	161
	<i>Anexo 2. Estudios experimentales de soporte en el análisis de los dispositivos LCDL</i>	162
	<i>Anexo 2.1. Curvas corriente potencia (P-I)</i>	162
	<i>Anexo 2.2. Respuesta en frecuencia</i>	163
	<i>Referencias</i>	164
	<i>Anexo 3. Variación de la segunda frecuencia de resonancia con la corriente inyección</i>	165
	<i>References</i>	169
	<i>Anexo 4. Régímenes y mapas de no linealidades observados en otros dispositivos LCDL</i>	170
	<i>Anexo 4. 1. LCDL de 500 μm de longitud y 6 μm de separación</i>	170
	<i>Anexo 4. 2. LCDL de 500 μm de longitud y 3 μm de separación</i>	175
	<i>Anexo 4. 3. LCDL de 300 μm de longitud y 6 μm de separación entre guías</i>	176

Anexo 4. 4. Análisis de los dispositivos que no presentan regímenes no lineales
178

1 Introducción

El estudio de nuevas fuentes láser viene estimulado por una infinidad de aplicaciones de estos dispositivos. Dentro de estas fuentes, los láseres de semiconductor están a la cabeza de los desarrollos más importantes.

Motivado por una búsqueda de fuentes laser de semiconductor capaces de emitir altas potencias ópticas con un haz de alta coherencia espacial, se han propuesto arrays de diodos láser. Estas estructuras están formadas por varias cavidades laser colocadas lateralmente que interactúan entre sí. El principio de funcionamiento de estas estructuras viene dado por la existencia de una fase fija en la emisión de cada uno de los láseres componentes del array. Durante las últimas tres décadas se han hecho importantes avances en el estudio de estas estructuras [1]. Estos estudios se han enfocado mayormente en fuentes multi-array capaces de emitir altas potencias ópticas con un haz de baja divergencia [2], [3] o como una solución para aumentar el ancho de banda de modulación de un diodo láser más allá de la limitada por la frecuencia de relajación de oscilación [4]. En este último caso el dispositivo propuesto se compone dos guías acopladas lateralmente, y los estudios teóricos han previsto que el ancho de banda de modulación de estos dispositivos sería mayor [4] que el de un laser de semiconductor de una cavidad [5]. Esta característica se ha demostrado experimentalmente, por primera vez, en el año 2002 por medio del bloqueo de los modos laterales.

En el estudio de las características de emisión de láseres multi-array se han hecho con base a la teoría de modos acoplados de forma a describir el campo emitido por el array como la suma de los modos propios (o supermodos) [6], [7]. Experimentalmente, se ha logrado la fabricación de array de diodos láser bloqueados en fase de alta potencia y alta calidad del haz emitido [8], [9].

En láseres de dos guías acopladas lateralmente, varios estudios teóricos se han realizado de forma a entender las características de emisión y de la dinámica de estos dispositivos. Una característica fundamental en estos dispositivos es la que viene dada

por el bloqueo en fase de los campos emitidos por cada uno de los láseres. Estudios experimentales realizados en láseres de estado sólido de dos guías acopladas lateralmente (en este caso particular, láseres de Nd:YAG) indican que controlando parámetros clave como lo son asimetría entre guías y la fuerza del acoplo se obtiene un bloqueo de los campos que tiene como consecuencia la emisión de los modos propios de la estructura. En estos dispositivos se ha observado la emisión de un solo supermodo, o bien el modo en fase o bien el modo en contra fase [10], [11], [12]. Para analizar la estabilidad y la existencia del bloqueo de fase, estos autores han medido el perfil de campo lejano y han identificado que el modo en contra fase presenta un perfil de doble lóbulo [11][12] y que el modo en fase presenta apenas un lóbulo central [12]. Cuando no existe un bloqueo en fase, provocado por una asimetría entre cada una de las guías, la emisión se caracteriza por dos campos independientes y se ha verificado la existencia de un tono de radio frecuencia debido al batido entre los dos campos [12].

Contrariamente a los láseres de estado sólido, en donde apenas se observa un supermodo lateral, en láseres de semiconductor acoplados lateralmente (LCDL – *Lateral Coupled Diode Lasers*) se ha observado que estos emiten los dos supermodos de forma conjunta y estable. Este resultado se ha predicho por los estudios teóricos del patrón de radiación desarrollados en base a la teoría de modos acoplados [6]. Experimentalmente esta característica se ha verificado por los autores referenciados en [5] y [13]. La coexistencia de estos dos modos laterales permite, por medio de un bloqueo de fase entre ellos, la transmisión de datos a la frecuencia de separación entre modos laterales [14]. Importante señalar que se ha logrado realizar conversión a frecuencias superiores de la señal de datos de forma completamente optoelectrónica utilizando estos dispositivos [15]. El concepto de estos logros es similar al propuesto en la referencia [16], donde un ancho de banda de modulación estrecho a frecuencias superiores a 100 GHz se conseguía por medio del bloqueo de fase de modos longitudinales.

Además de la cuestión atrás levantada, en estos dispositivos se ha predicho la ocurrencia de inestabilidades temporales a una escala de nanosegundos. Los primeros trabajos realizados para comprender este nuevo concepto de dinámica han sido obtenidos midiendo la respuesta temporal de arrays de múltiples diodos laser. Estos resultados se han obtenido midiendo la evolución temporal de perfil de campo lejano a través de una *fast streak camera* [17], [18], [19]. Con estos estudios los autores han observado la existencia de picos en amplitud sin correlación de fase que desaparecían cuando se procedía a una integración de la señal temporal. Además, en [19] se ha observado un ensanchamiento del espectro óptico indicativo de un régimen de operación caótico. Los estudios teóricos realizados en este campo demostraron que estos dispositivos presentarían inestabilidades y regímenes caóticos de forma intrínseca. *Winful et al* ha desarrollado un sistema de ecuaciones de tasa de los modos acoplados y indicó que estos dispositivos eran intrínsecamente inestable y que la emisión sería generalmente caótica [20]. Este comportamiento se ha asignado a la competición entre los dos supermodos o a la fuerza del acoplo entre los láseres [21]. En la misma línea de investigación, Hess y Schöll [22] han desarrollado un modelo espacio temporal para el análisis de la dinámica en LCDL. En este trabajo, y consecuencia de un estudio de estabilidad de los dispositivos dependiendo de la separación entre guías, los autores han concluido que dependiendo de la fuerza del acoplo (separación entre guías menos que 5 μm) la emisión del LCDL se caracteriza por oscilaciones caóticas. Siendo que este régimen caótico desaparece para dispositivos separados más de 14 μm . Resultados similares se han observado utilizando un modelo basado en un *Beam Propagation Method* (BPM) y se han descritos en [23]. Donde las inestabilidades se describían como un efecto intrínseco del acoplo entre guías láser. Más recientemente, la dinámica de láseres de semiconductor ha sido estudiada por medio de un análisis de bifurcaciones de los modos compuestos [24] indicando resultados similares a los discutidos en las demás referencias.

Sin embargo, en la revisión de trabajos sobre el bloqueo en fase en láseres descrita en la referencia [25], no existen casi trabajos experimentales de análisis del comportamiento de bloqueo de fase en láseres de semiconductor acoplados lateralmente.

De forma a clarificar las características de emisión y la dinámica en láseres de semiconductor acoplados lateralmente, en la presente tesis se lleva a cabo un estudio experimental detallado de los LCDL. Con este estudio se han podido identificar las principales características de emisión de estos dispositivos bien como los mecanismos que dan lugar a no linealidades y regímenes caóticos en la emisión en LCDL. Para realizar este trabajo se han planteado varios sistemas de medida de forma a una inequívoca identificación de los distintos regímenes observados.

De forma a introducir en concepto de diodos láser, en el Capítulo 2 se introduce el fenómeno de generación láser en un medio semiconductor. En el primer apartado se analizan los fenómenos de recombinación en materiales semiconductores. Posteriormente se hace una descripción de las dimensiones y características de una cavidad láser, en particular una cavidad Fabry Perot, y de las características del guiado de luz. Este análisis tiene como finalidad explicar el fenómeno láser y hallar las ecuaciones de tasa de un láser de semiconductor que se presentan en el apartado 2.3. Posteriormente se describen las características de los modos que se propagan en una cavidad láser y las características estáticas en estos dispositivos. En el apartado 2.6 se introducen los arrays de diodos láser analizándose su patrón de emisión y los modos que se propagan en dichas estructuras.

Una vez analizadas las principales características estáticas de un diodo láser de semiconductor, en el Capítulo 3 se analizarán los principales parámetros que definen la dinámica en diodos láser. En el apartado 3.1 se analizará un láser simple de una cavidad. Posteriormente, en el apartado 3.2 se analizarán los más importantes métodos de aumento de ancho de banda por interacción de dos campos propagantes. También en este capítulo se hace una descripción de los trabajos teóricos sobre la dinámica en

LCDL. Para ello se ha utilizado el modelo desarrollado por Winful. Finalmente, en este capítulo, se introduce el concepto de no linealidades y regímenes caóticos en láseres de semiconductor y en LCDL.

En los capítulos 2 y 3 se han descrito y analizado teóricamente las principales características estáticas y dinámicas de los láseres de semiconductor. Además, se hizo una introducción teórica de los láseres acoplados lateralmente. En el Capítulo 4 se describe y concibe el plan experimental de medida para la caracterización de las características de bloqueo en fase y su influencia en la dinámica de estos dispositivos además de una caracterización y interpretación de los mecanismos no lineales de estos dispositivos. En el apartado 4.1 se plantea el problema de medir láseres acoplados repasando los trabajos experimentales realizados hasta la fecha y en el apartado 4.2 apartados se describen y justifican los montajes experimentales utilizados.

Una vez descritas principales características estáticas y dinámicas de láseres acoplados lateralmente y de hacer una descripción de la metodología experimental a utilizar en su caracterización, en el Capítulo 5 se hace una descripción de algunos aspectos de la fabricación de los dispositivos acoplados lateralmente en el marco del proyecto europeo FALCON TMR. Una vez descritos los dispositivos se presentaran los resultados experimentales de soporte para el estudio de los fenómenos de bloqueo de modos y no lineales observados en estos dispositivos.

En el Capítulo 6 se presenta el estudio de los distintos regímenes de funcionamiento en cuanto al bloque de fase observados en los láseres acoplados lateralmente. Para realizar dicho estudio se presentan dos dispositivos con distintas separaciones entre guías láser que representan en la generalidad el fenómeno locking en los láseres acoplados lateralmente.

En el Capítulo 7 se describen y analizan los varios regímenes no lineales observados en estos dispositivos y se definirán los mecanismos que dan origen a dichos regímenes no lineales y caóticos. Además se presentan los mapas de los

regímenes no lineales observados en estos dispositivos además de su ubicación en el régimen de locking descrito en el capítulo 6. Complementariamente se estudian los casos de láseres acoplados lateralmente que no presentan regímenes no lineales pero que siguen corroborando el mecanismo que da lugar a dichas no linealidades.

Esta tesis se concluye con el Capítulo 8 donde se hace una discusión de los resultados obtenidos en esta tesis y de las líneas de investigación abiertas por la misma.

Referencias

- [1] - Dan Botez, Diode laser arrays, (Cambridge University Press, 1994).
- [2] - D. Scifres, R. Bumham, and W. Streifer, "Phase-locked semiconductor laser array," Appl. Phys. Lett., 33, 1015-1017 (1978).
- [3] - D.S. Scifres, R.D. Burnham, and W. Streifer, "Continuous wave high-power, high temperature semiconductor laser phase-locked arrays", Appl. Phys. Lett., 41, 1030-1032 (1982).
- [4] - G. A. Wilson, R. K. Defreez, and H. G. Winful, "Modulation of phased-array semiconductor lasers at K-band frequencies," IEEE J. Quant. Elect., 27, 1696-1704 (1991).
- [5] - H. Lamela, B. Roycroft, P. Acedo, R. Santos, and G. Carpintero, "Experimental modulation bandwidth beyond the relaxation oscillation frequency in a monolithic twin-ridge laterally coupled diode laser based on lateral mode locking" Opt. Lett., 27, 303-305, (2002;).
- [6] - E. Kapon, J. Katz, and A. Yariv, "Supermode analysis of phase-locked arrays of semiconductor lasers", Opt. Lett., 10, 125-127, (1984).
- [7] - J.K. Butler., D.E. Ackley, and D. Botez. "Coupled-mode analysis of phase-locked injection laser arrays", Appl. Phys. Lett., 44, 293-295 (1984).
- [8] - D. F. Welch, B. Chan, W. Streifer, and D. Scifres, "High-power, 8W CW, single quantum well laser diode array," Electron Lett., 24, 113-115 (1988).
- [9] - J.-M. Verdiell, H. Rajbenbach, and J.-P. Huignard, "Array modes of multiple-stripe diode laser: A broad-area mode coupling approach," J. Appl. Phys., vol. 66, 1466-1468 (1989).
- [10] - Jingwen Xu, K. K. Lee and Y. C. Chen, "Phase locking in a two-element laser array: a test of the coupled-oscillator model", Opt. Lett., 18, 513-515 (1993).
- [11] - Jingwen Xu, K. K. Lee and Y. C. Chen, "Phase locking in a two-element laser array with detuning" Opt. Comm., 117, 198-206 (1995).

- [12] - L. Fabiny, P. Colet, R. Roy and D. Lenstra. "Coherence and phase dynamics of spatially coupled solid-state lasers" *Phys. Rev. A*, 43, 4287–4296 (1993).
- [13] - Th. Wolf, F. Kappeler, B. Stegmüller, M. C. Amann, "GaInAsP twin-stripe lasers with asymmetrical waveguide channels", *IEEE Proceedings J*, 135, 5-10 (1988).
- [14] - P. Acedo, H. Lamela, G. Villaseca, R. Santos, J.P. Vilcot and M. Pessa, "64-Mb/s data transmission beyond the relaxation oscillation frequency using monolithically integrated two laterally coupled diode lasers" *IEEE Phot. Tech. Lett.*, 18, 755–757 (2006).
- [15] - P. Acedo, H. Lamela and C. Roda, "Optoelectronic Up-Conversion Using Compact Laterally Mode-Locked Diode Lasers", *IEEE Phot. Tech. Lett.* 18, pp. 1888-1890 (2006).
- [16] - K.Y. Lau, "Narrow-band modulation of semiconductor lasers at millimeter wave frequencies (>100 GHz) by mode locking", *IEEE J. of Quant. Elect* 26, 250-261 (1990).
- [17] - R. A. Elliott, R. K. DeFreez, T. L. Paoli, R. D. Burnham, and W. Streifer, "Dynamic Characteristics of Phase-Locked Multiple Quantum Well Injection Lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, 21, 598–602 (1985).
- [18] - Kathrine A. Forrest, James B. Abshire, "Time evolution of pulsed far-field patterns of GaAlAs phase-locked laser-diode arrays", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, p. 1287-1290, vol. QE-23, Aug. 1987.
- [19] - Nu Yu, Richard K. DeFreez, David J. Bossert, Geoffrey A. Wilson, Richard A. Elliott, Shawe-Shiuan Wang, and Herbert G. Winful, "Spatiospectral and picosecond spatiotemporal properties of a broad area operating channeled-substrate-planar laser array", *Applied Optics*, Vol. 30, Issue 18, pp. 2503-2513, 1991
- [20] - H. G. Winful and S. S. Wang, "Stability of phase locking in coupled semiconductor laser arrays" *Appl. Phys. Lett.* 53, 1894-1896 (1988).
- [21] - H. G. Winful, L. Rahman "Synchronized chaos and spatiotemporal chaos in arrays of coupled lasers", *Phys Rev Lett.* 65, 1575-1578 (1990).

- [22] - O. Hess and E. Scholl, "Spatio-temporal dynamics in twin-stripe semiconductor lasers," *Physica D* 70, 165–177 (1994).
- [23] - H.Lamela, M.Leonés, G.Carpintero, C.Simmendinger and O.Hess, 'Analysis of the dynamic behavior and short-pulse modulation scheme for laterally coupled diode lasers', *IEEE J. of Sel. Top. Quant. Elect.* 7, 192-200 (2001).
- [24] - H. Erzgraber, S. Wieczorek, and B. Krauskopf, "Dynamics of two laterally coupled semiconductor lasers: strong and weak-coupling theory", *Phys. Rev. E* 78, 066201 (2008).
- [25] - A. F. Glova, "Phase locking of optically coupled lasers", *Quantum Elect.* 33, 283-306 (2003).

2 Características estáticas de diodos laser de semiconductor

En este capítulo se introduce el fenómeno de generación laser en un diodo laser. En el primer apartado se analizan los fenómenos de recombinación en materiales semiconductores. Posteriormente se hace una descripción de las dimensiones y características de una cavidad láser, en particular una cavidad Fabry Perot, y de las características del guiado de luz. Este análisis tiene como finalidad explicar el fenómeno láser y hallar las ecuaciones de tasa de un láser de semiconductor que se presentan en el apartado 2.3. Posteriormente se describen las características de los modos que se propagan en una cavidad laser y las características estáticas en estos dispositivos. En el apartado 2.6 se introducen los arrays de diodos láser analizándose su patrón de emisión y los modos que se propagan en dichas estructuras.

2.1. Fenómeno de recombinación en semiconductores

Un diodo láser está compuesto por un medio semiconductor, responsable por la generación de la luz, y de una cavidad resonante, responsable por la realimentación del medio de ganancia. Para entender la generación de luz en estos dispositivos hay que hacer un análisis desde el punto de vista de la interacción luz-materia. En este punto son relevantes las transiciones electrónicas entre las bandas de conducción (BC) y las bandas de valencia (BV), representadas esquemáticamente en la Figura 2.1.1 correspondientes a un semiconductor de gap directo. Ambas bandas se definen dentro de la estructura de bandas del medio de modo que, en ausencia de excitación térmica ($T = 0^\circ\text{K}$), aquella cuyos estados electrónicos se encuentran ocupados es la banda de valencia en tanto que la banda inmediatamente por encima a esta es la banda de conducción. El salto de energía entre ambas se denomina 'gap' del material, E_g , y determina gran parte de las propiedades eléctricas y ópticas del medio. Por otra parte, el nivel de Fermi, E_F , constituye el nivel de energía por debajo del cual a 0°K todos los estados electrónicos se encuentran ocupados y vacíos todos los que se encuentran por encima. En este esquema, tanto los electrones localizados en la banda de conducción como los huecos en la de valencia se denominan genéricamente como portadores.

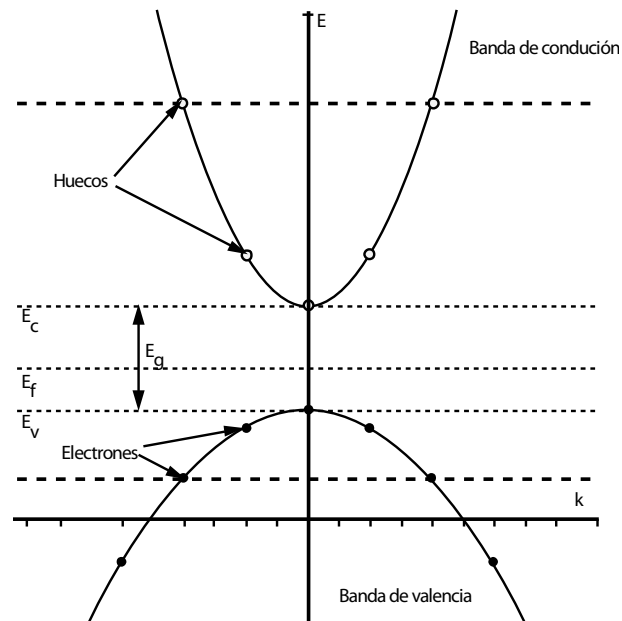


Figura 2.1.1 – bandas de valencia y conducción y nivel de Fermi

La generación de luz en el medio semiconductor de estas características se produce a partir de una transición radiactiva desde un nivel de energía E_c en la banda de conducción a un nivel de energía E_v en la banda de valencia, liberando un fotón. En las transiciones radiactivas se encuentran involucrados por tanto los electrones y huecos en las bandas así como los fotones. Estos están caracterizados por su energía, E , y por su momento o vector de onda asociado, k , magnitudes que deben conservarse en la transición, verificándose las relaciones:

$$E_c = h\nu + E_v$$

$$k_c = k_p + k_v$$

donde k_c y k_v son los momentos asociados a los estados en la banda de conducción y de valencia entre los que se establece la transición y k_p , el momento del fotón. La relación de conservación de la energía establece que la energía del fotón involucrado viene dada por

$$h\nu = E_c - E_v$$

siendo h la constante de Planck y ν la frecuencia del fotón emitido. De esta forma, y debido a que el vector de onda de los fotones es al menos dos órdenes de magnitud inferior al de los portadores, la conservación del momento establece que

$$k_c \cong k_v.$$

Esta relación implica que solo exista una alta probabilidad de transición radiactiva cuando el momento correspondiente a un mínimo de energía de la banda de conducción (E_c) coincida con un máximo del momento de la banda de valencia. En este caso el medio se denomina de gap directo. Los medios de gap directo que se utilizan habitualmente son estructuras de GaAlAs para emisión en longitudes de onda entre $0.75\mu\text{m}$ y $0.87\mu\text{m}$, y de InGaAsP cuando las longitudes de onda se encuentran entre $1.15\mu\text{m}$ y $1.67\mu\text{m}$.

La generación de fotones en el medio semiconductor requiere que en éste se produzca una situación anómala denominada inversión de población. Una inversión de población implica que en el semiconductor se hallan simultáneamente una población de electrones (estados ocupados) en la banda de conducción junto a una población de huecos (estados libres) en la banda de valencia. Es una situación anómala en tanto en cuanto el medio se encuentra fuera del equilibrio térmico en la cual se producen transiciones de los electrones desde la banda de conducción a la de valencia generando fotones. A pesar del hecho de que el material no se encuentre en equilibrio térmico, ambas poblaciones si se encuentran en equilibrio. Cada una de las poblaciones se define con un nivel de Fermi propio, denominado pseudo-nivel de Fermi. El pseudo-nivel de los electrones, E_{Fc} , determina los niveles de energía ocupados en la banda de conducción, el pseudonivel de los huecos, E_{Fv} , indica el nivel de energía de la banda de valencia de estados desocupados (Figura 2.1.2).

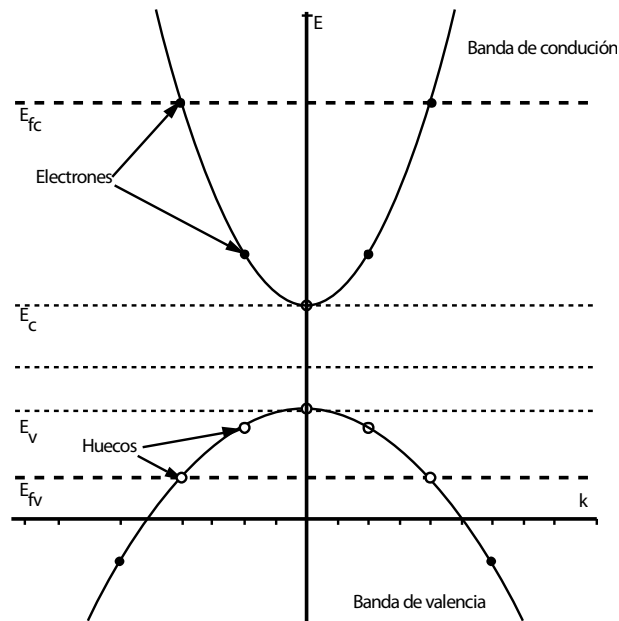


Figura 2.1.2– inversión de población y pseudo-niveles de Fermi

La emisión de luz láser en un medio semiconductor requiere crear una inversión de población. Los láseres de semiconductor son en la práctica diodos, en los cuales se aplica una tensión en directa, V_p , a la unión pn verificándose la condición $V_p \cong V_g = E_{gap}/q$. De esta forma, los pseudoniveles de Fermi (E_{Fc} y E_{Fv}) se separan hasta cumplir la condición de Bernard y Durauffourg. La estructura básica de la unión p-n ha evolucionado desde la simple homounión hasta la doble heterounión. La doble heterounión es la estructura básica de estos dispositivos, propuesta por vez primera en 1963 constituida por tres capas semiconductoras dispuestas de forma que una capa intermedia, denominada zona activa, se sitúa entre dos capas a cada lado, denominadas de confinamiento, dopadas una n y la otra p, tal y como se representa en la Figura 2.1.3.

Las características principales que verifican los materiales que componen esta estructura son fundamentalmente dos:

- $n_a > n_{cN}, n_{cP}$
- $E_{ga} < E_{gN}, E_{gP}$

donde n_a y E_{ga} son respectivamente el índice de refracción y la energía del 'gap' de la capa activa, en tanto que n_{cN} , n_{cP} , E_{gN} , E_{gP} son los índices de refracción y energías del 'gap' de las capas de confinamiento dopadas n y p.

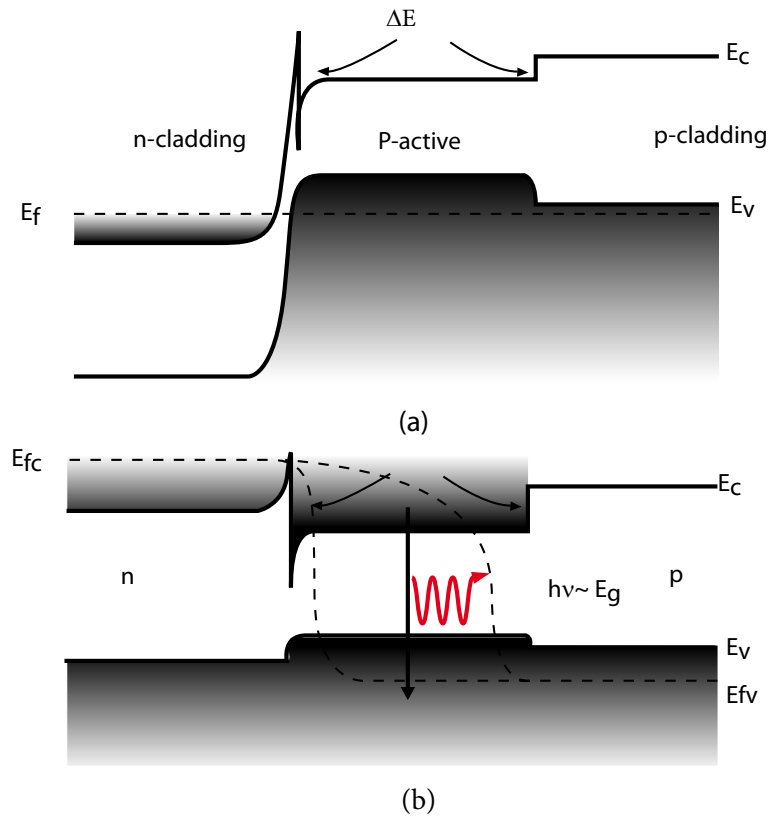


Figura 2.1.3 Diagrama de energía de una doble heterounión semiconductor: a) sin polarización y b) polarización directa, la discontinuidad en la doble heterounión ayuda al confinamiento de los electrones y huecos en la zona activa, donde se recombinan generando fotones. ([2]).

2.2. Características de una cavidad laser de semiconductor

La cavidad resonante se obtiene directamente por el corte del material semiconductor (Figura 2.2.1). Las características de la heteroestructura de la zona activa son fundamentales para el confinamiento de los fotones y portadores. Por un lado, el salto

de refracción entre las capas adyacentes (aproximadamente del orden $n_c - n_a < 0.3$), determina que la zona activa actúe como una guía dieléctrica de forma que la radiación electromagnética quede confinada en su interior por reflexión total. Por otro lado, la diferencia de energía entre los 'gaps' de los materiales semiconductores utilizados permite conseguir en la heteroestructura barreras de potencial que confinan en la región activa los electrones y huecos inyectados, al hacer pasar una corriente a través de la unión pn (representada en la figura 2.2.1).

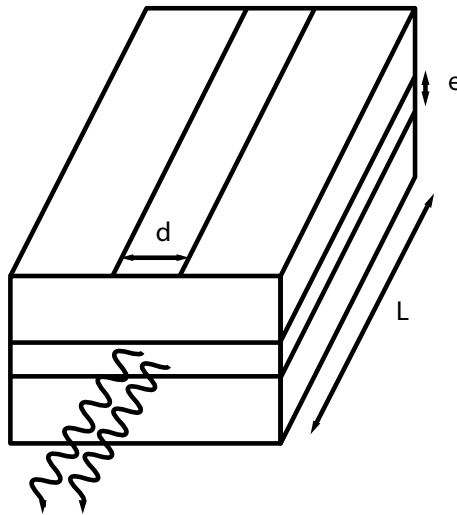


Figura 2.2.1 – Estructura de un diodo láser indicando las dimensiones de la cavidad

Sin embargo, el confinamiento que proporciona la heterounión se produce únicamente en la dirección y (Figura 2.2.1). En la dirección lateral (eje x esquematizado en la Figura 2.2.2), la estructura debe ser capaz de establecer algún tipo de confinamiento óptico. Según este confinamiento, las estructuras se clasifican principalmente en dos tipos: de guía de ganancia y de guía de índice. En ambas un estrecho contacto de entre $5 \text{ .. } 10 \text{ }\mu\text{m}$ de espesor introduce la corriente en la unión. En la estructura de guía de índice, la dirección lateral de la heterounión se encuentra delimitada por materiales semiconductores distintos, estableciéndose una variación lateral del índice de refracción que crea una guía de onda en esta dirección,

confinando la luz en la región activa (Figura 2.2.2 (a)). En la de guía de ganancia, la densidad de portadores, que es máxima bajo el contacto, crea un perfil no uniforme de la ganancia en la dirección lateral de la región. De esta forma se produce una diferencia entre el índice de refracción entre la zona donde están los portadores (y que se produce la radiación laser) y la zona donde no (Figura 2.2.2(b)).

En adelante se asumirá una estructura de guía de índice puesto que ésta permite un control de las dimensiones de la región activa. Las dimensiones son del orden de 0.2 μm a 0.4 μm y de 3 μm a 10 μm en las direcciones transversal y lateral respectivamente.

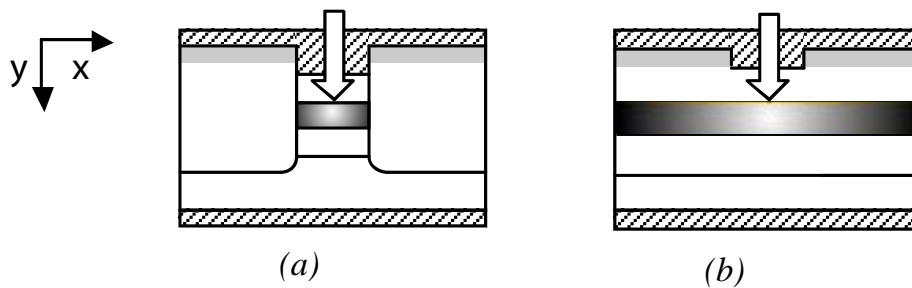


Figura 2.2.2 – Esquematico de lasers de: (a) guía de índice; (b) guía de ganancia.

En la dirección longitudinal, el eje z de la Figura ZZZ1, son las dimensiones de la heterounión que dan origen a una cavidad de distancia L (del orden de 100 .. 1000 μm). Esto da origen a que exista un interfaz semiconductor-aire cuyo salto del índice de refracción proporciona una reflectividad

$$R = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 \#$$

de la potencia óptica incidente, siendo n el índice de refracción del medio semiconductor. Ambas interfaces operan de forma equivalente a dos espejos enfrentados, constituyendo una cavidad resonante Fabry-Perot, dentro de la cual sólo está permitida la resonancia de un conjunto de frecuencias discretas denominadas modos longitudinales de la cavidad.

En resumen, en un diodo láser la zona activa constituye simultáneamente el medio activo y la cavidad resonante. La zona activa amplifica, de forma coherente, aquellos fotones cuya energía se encuentre dentro del rango de frecuencias de la ganancia del medio semiconductor. La cavidad resonante provee el mecanismo de realimentación necesario para que el medio amplificador sea capaz de mantener una o varias frecuencias de oscilación. Esto implica que de todas las frecuencias permitidas por la cavidad resonante, sólo aquellas para las cuales la ganancia que provee el medio compense a las pérdidas puedan ser emitidas.

2.3. Ecuaciones de tasa de un laser de semiconductor

2.3.1. Ecuación de tasa de portadores

La tasa de recombinación de los portadores con respecto a la emisión espontánea y a efectos no-radiativos se puede definir de la siguiente forma

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{eV} - R(N)$$

Siendo $R(N)$ la tasa de recombinación, I la corriente de inyección, V el volumen de la región activa y e la carga del electrón. $R(N)$ se puede dividir en dos términos, el referente a la parte no-radiativa e el correspondiente a la parte de emisión espontánea

$$R(N) = R_{sp}(N) + R_{nr}(N)$$

La emisión espontánea es proporcional al producto del número de estados ocupados en la banda de conducción ($\sim N$) por el número de estados ocupados en la banda de valencia ($\sim p$). Esto conlleva a escribir el término de emisión espontánea de la siguiente forma

$$R_{sp} = BNp$$

Donde B es la constante de recombinación. Esta constante de recombinación depende del nivel de dopaje del semiconductor y es inversamente proporcional a la corriente de inyección [refs petterman] y su valor varía entre $0.3-2.0 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$. En

semiconductores no dopados $n=p$ así que la tasa de recombinación se puede escribir como

$$R_{sp}=BN^2$$

En los procesos no radiactivos se encuentran los procesos debidos a defectos o impurezas del cristal semiconductor así como la recombinación Auger, proporcionales a n y n^3 respectivamente. En el caso de recombinación no radiactiva, el coeficiente A_{nr} es del orden de $2 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ en tanto que para la recombinación Auger, especialmente importante en los láseres basados en materiales cuaternarios InGaAsP, el coeficiente C es del orden de $3 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$. La tasa de recombinación a la que dan lugar ambos mecanismos se expresa mediante la relación

$$R_{nr} = -A_{nr}N - CN^3$$

Es habitual definir un tiempo característico denominado tiempo de vida de los portadores para describir los fenómenos de relajación. Los tres mecanismos de relajación que se acaban de presentar se reúnen bajo un único término de recombinación cuya expresión genérica es

$$\tau_N^{-1} = A_{nr} + BN + CN^2$$

Este término se define como tiempo de vida de portadores, que es del orden de nanosegundos, constituye uno de los parámetros fundamentales en el comportamiento dinámico de un láser de semiconductor, ya que establece la escala de tiempo a la cual evoluciona la densidad de portadores en un material semiconductor en ausencia de recombinación estimulada.

Concluyendo, la expresión resultante para la recombinación de portadores es

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{eV} - \frac{N}{\tau_N} - R_{st}$$

Al que se ha añadido el término R_{st} que se refiere a los portadores recombinados en emisión estimulada que se discutirá en el punto 1.4

2.3.2. Ecuaciones de tasa de fotones y de fase

Para una cavidad láser tal y como se ha descrito en el apartado anterior, el campo que se propaga se puede escribir de la siguiente forma

$$\mathbb{E}(x, y, z, t) = \frac{1}{2} r \psi(x) \phi(y) \sum_j \sin(k_j z) E_j(t) e^{-i\omega t}$$

donde $\psi(x)$ y $\phi(y)$ son los perfiles laterales y transversales del campo. El numero de onda k_j viene está relacionado con la frecuencia de resonancia de la cavidad Ω y viene definido por

$$k_j = \frac{\mu \Omega_j}{c} = \frac{m_j \pi}{\mu l}$$

siendo l la longitud de la cavidad y m_j uno numero entero. En el desarrollo de las ecuaciones de tasa, se asume, por simplicidad, un modo longitudinal. Sustituyendo la ecuación del campo en la ecuación de onda descrita en el capitulo anterior, y haciendo las simplificaciones convenientes, se obtiene la siguiente ecuación [2]

$$\frac{dE}{dt} = \frac{i\mu}{\mu_g} (\omega - \Omega) E + \frac{i\omega}{\mu_g} \left(\Gamma \Delta\mu_p + \frac{i\alpha}{2k_0} \right) E$$

donde Γ es el factor de confinamiento, $\Delta\mu_p$ corresponde al cambio en el índice de refracción debido a los portadores y μ_g es el índice de refracción de grupo. El factor α indica la perdidas asociadas a modo propagante y viene dado por

$$\alpha = -\Gamma g + \alpha_{int} + \alpha_{mirror}$$

donde $\Gamma = \Gamma_L \Gamma_T$, α_{int} son la perdidas asociadas a la absorción en el *cladding*, α_{mirror} son la perdidas en los espejos y g es el valor de la ganancia.

Una vez obtenida la ecuación de variación del campo, es conveniente separarlo en su parte real y parte imaginaria. Para ello se utiliza la siguiente expresión

$$E = A e^{-i\phi}$$

Que sustituyendo en la ecuación anterior, se obtienen las ecuaciones de tasa de la amplitud y fase del campo

$$\frac{dA}{dt} = \frac{v_g}{2} (-\Gamma g + \alpha_{int} + \alpha_{mirror}) A$$

$$\frac{d\phi}{dt} = -\frac{\mu}{\mu_g} (\omega - \Omega) - \frac{\omega}{\mu_g} \Gamma \Delta\mu_p \#$$

En términos prácticos es útil escribir la ecuación de amplitud en términos del números de fotones en la cavidad S , definidos como

$$S = \frac{\epsilon_0 \mu \mu_g}{2\hbar\omega} \int |\mathbb{E}|^2 dV$$

de esta forma se obtiene que S es proporcional a A^2 y la expresión que describe la tasa de recombinación de fotones es

$$\frac{dS}{dt} = R_{sp} - \frac{S}{\tau_p} + \Gamma v_g g S$$

siendo τ_p el tiempo de vida de los fotones en la cavidad y viene dado por

$$\tau_p = v_g (\alpha_{int} + \alpha_{mirror})$$

El termino R_{sp} se ha introducido en la ecuación para incluir el numero de fotones generados por emisión espontanea que se añaden a los existentes dentro de la cavidad. El factor de emisión espontanea es esencial para el estudio de la dinámica de los láseres de semiconductor.

La ecuación de tasa de la fase se relaciona con la ganancia a través de la relación

$$\Delta\mu_p = -\frac{\gamma}{2k_0} (\Gamma v_g g - \tau_p^{-1})$$

Y asumiendo que el termino $(\omega - \Omega) \sim 0$, se obtiene

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{v_g \Gamma \gamma}{2} \left(\Gamma v_g g - \frac{1}{\tau_p} \right)$$

El termino γ en las ecuaciones anteriores se refiere al *linewidth enhancement factor* y viene dado por el ratio entre las partes real y imaginarias de la susceptibilidad [6]. Finalmente el término de emisión espontanea R_{sp} viene dada por

$$R_{sp} = \beta \Gamma \frac{N}{\tau_N}$$

donde β es un factor que cuantifica la fracción de fotones emitidos por emisión espontánea que se añaden al modo láser.

2.3.2.1. Factor de compresión de ganancia

Cuando el dispositivo láser esta polarizado cerca de la corriente umbral, el factor de ganancia g se linealiza respecto a la densidad de portadores de transparencia N_t como $g=g_0(N-N_t)$. Sin embargo para una corriente de inyección superior al umbral, un factor de saturación debe ser incluido en la ganancia [4][5][6]. En este caso se usa un coeficiente de saturación ε de forma que la expresión de la ganancia pasa a ser

$$g = \frac{g_0}{1 + \varepsilon S} (N - N_t)$$

2.3.3. Ecuaciones de tasa de un diodo laser de semiconductor

Después de determinar las ecuaciones de tasa de fotones y de la fase, en la ecuación que determinaba la tasa de recombinación de portadores faltaba determinar el término de emisión estimulada R_{st} . Este factor viene dado por

$$R_{st} = v_g g S$$

De esta forma se definen las tres ecuaciones de tasa que describen el fenómeno láser

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= \frac{I}{eV} - \frac{N}{\tau_N} - v_g \frac{g_0}{1 + \varepsilon S} (N - N_t) S \\ \frac{dS}{dt} &= \beta \Gamma \frac{N}{\tau_N} - \frac{S}{\tau_p} + \Gamma v_g \frac{g_0}{1 + \varepsilon S} (N - N_t) S \\ \frac{d\phi}{dt} &= \frac{v_g \Gamma \gamma}{2} \left(\Gamma v_g g - \frac{1}{\tau_p} \right) \end{aligned}$$

A continuación vamos a analizar con más detalle las características de emisión de una cavidad como la descrita anteriormente.

2.4. Modos de una cavidad Fabry-Perot

Asumiendo una cavidad laser como la descrita en la Figura 2.2.1, la descripción matemática de los modos se basa en la ecuación de onda independiente del tiempo.

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \varepsilon(x, y) k_0^2 \mathbf{E} = 0$$

Donde ε es la constante dieléctrica del medio semiconductor y k_0 el numero de onda. Teniendo en cuenta que buscamos modos propagándose en la dirección z de la cavidad, el campo eléctrico se puede aproximar a

$$E(x, y, z) = \hat{e} \phi(x) \phi(y) e^{i\beta z}$$

Que sustituyendo esta ecuación en la ecuación de onda se obtiene

$$\frac{1}{\psi} \frac{\delta^2 \psi}{\delta x^2} + \frac{1}{\phi} \frac{\delta^2 \phi}{\delta y^2} + [\varepsilon(x, y) k_0^2 - \beta^2] = 0$$

Asumiendo la aproximación de índice efectivo, se obtiene un sistema de dos ecuaciones correspondiente a los modos transversales

$$\frac{\delta^2 \phi}{\delta y^2} + [\varepsilon(x, y) k_0^2 - \beta_{eff}^2] \phi = 0$$

y a los modos laterales

$$\frac{\delta^2 \psi}{\delta x^2} + [\beta_{eff}^2 - \beta^2] \psi = 0$$

donde $n_{eff} = \beta_{eff}/k_0$.

2.4.1. Modos transversales

El número de modos a los cuales les está permitido oscilar se encuentra determinado, entre otros parámetros, por el espesor de la guía dieléctrica, e . Cuando esta dimensión es inferior a cierto límite (típicamente $e < 0.48 \mu m$ para láseres de InGaAsP/InP), sólo

se permite la oscilación del modo transversal fundamental, cuya estructura de campo eléctrico se expresa mediante

$$\phi(y) = \begin{cases} A \cos \kappa y & \text{para } |y| \leq e/2 \\ B e^{-\gamma(|y|-e/2)} & \text{para } |y| \geq e/2 \end{cases}$$

De esta expresión se observa que una parte del modo se propaga a través de las capas adyacentes de la heterounión y por tanto queda fuera de la guía, no participando en el fenómeno de emisión estimulada. Esta fracción determina el factor de confinamiento transversal del modo, Γ_T , definido como la relación entre el campo que se propaga en el interior de la guía respecto del campo total,

$$\Gamma_T = \frac{\int_{-e/2}^{e/2} \phi(y)^2 dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \phi(y)^2 dy}.$$

2.4.2. Modos laterales

El perfil de modos laterales viene dado por la soluciones de la siguiente ecuación

$$\frac{\delta^2 \psi}{\delta x^2} + \left\{ k_0 [\mu_e(x) + \Delta \mu_e(x)]^2 - \beta^2 \right\} \psi = 0$$

La constante de propagación modo, β , está asociada a cada modo lateral que se propaga por la cavidad y viene dada por

$$\beta = k_0 \mu_i + \frac{i\alpha_i}{2}$$

Donde μ_i y α_i son, respectivamente, el índice de refracción y el coeficiente de absorción de cada uno de los modos suportados por el guía.

La solución a esta ecuación no es trivial y a semejanza de los modos transversales, parte del modo lateral se propaga a través de las la zona activa y por tanto queda fuera de la guía. Esta fracción determina el factor de confinamiento lateral del modo, Γ_L .

$$\Gamma_L = \frac{\int_{-w/2}^{w/2} |\psi(x)|^2 dx}{\int_{-\infty}^{\infty} |\psi(x)|^2 dx}$$

En un dispositivo en que el salto en el índice de refracción es pequeño (esto ocurre en los dispositivos de guiado de ganancia o en los de cuasi guiado de índice), el guiado se produce debido al perfil de portadores en la zona activa. Y Asumiendo un perfil de portadores parabólico [2]

$$n(x) = n(0) - n_2 x^2$$

Y definiendo la variación del índice de refracción con la densidad de portadores como

$$\Delta\mu = bn$$

En que $b = \delta\mu/\delta n$. Para este caso se obtiene la solución de $\psi(x)$ y auto-valores β correspondientes a cada uno de los modos laterales. Los modos laterales son descritos por la función de Hermite-Gaus

$$\psi_q(x) = H_q \left[(k_0 a_i)^{1/2} x \right] e^{-\frac{1}{2} k_0 a_i x^2}$$

H_q es la función de Hermite de orden q , a_i es la función cuadrática compleja de la constante dieléctrica del medio, ϵ_i .

Los correspondientes autovalores de la ecuación vienen dados por

$$\beta_q^2 \cong k_0^2 \epsilon(0) - (2q+1) a_i k_0$$

El número de modos laterales viene determinado por la anchura de la guía y solamente el modo fundamental está presente para guías de ganancia con anchura inferior a 10 μm .

2.4.3. Modos Longitudinales

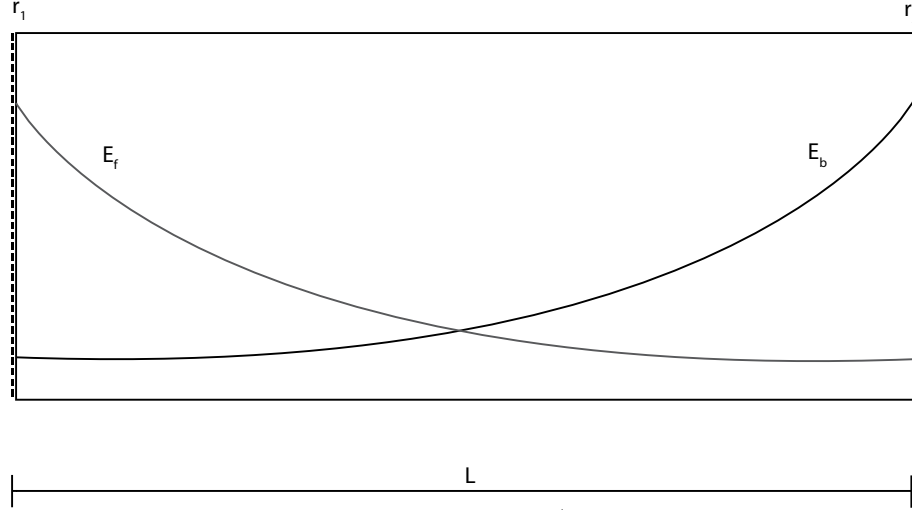


Figura 2.4.3.1 - dimensión z de la cavidad Fabry Perot con pérdidas en los espejos r_1 y r_2 .

En la dimensión z de la cavidad laser con longitud L y reflectividades de las caras r_1 y r_2 (ver Figura 2.4.3.1), el campo se puede definir, a partir de la ecuación

$$E_{b/f} = E_{0(b/f)} \exp(i\beta z)$$

Donde los índices b, f se refieren al sentido de propagación del campo dentro de la cavidad y

$$\beta = k_0 \mu_i - \frac{i(g - \alpha)}{2}$$

siendo g y α la ganancia y las pérdidas totales en la cavidad respectivamente.

Cada uno de los campos propagándose en cada una de las direcciones de z son descritos como

$$E_f(z) = E_{0f} \exp(ik_0 \mu_i z + \frac{(g - \alpha)}{2} z)$$

$$E_b(z) = E_{0b} \exp(ik_0 n(l-z) + \frac{(g-\alpha)}{2}(l-z))$$

A partir de las condiciones de contorno en cada uno de los espejos $E_f(0)=r_1 E_b(0)$ y $E_b(l)=r_2 E_f(l)$, se obtiene la relación de estado estacionario

$$r_1 r_2 \exp[2ik_0 nl + (g-\alpha)l] = 1$$

A partir de la parte real se obtiene la condición de amplitud para la oscilación de los modos en la cavidad. Asimismo se define el umbral de la ganancia para que exista emisión laser

$$g_{th} = \alpha + \frac{1}{l} \ln \left(\frac{1}{r_1 r_2} \right)$$

La condición de fase viene dada por

$$k_0 nl = m\pi$$

Donde m es un número entero. A partir de la condición de fase se obtiene que la frecuencia de cada modo longitudinal viene dada por

$$\nu_m = m \frac{c}{2nl}$$

La frecuencia de cada uno de los modos longitudinales viene dada por esta expresión y por el máximo de la curva de ganancia del semiconductor (ver figura 2.4.3.2).

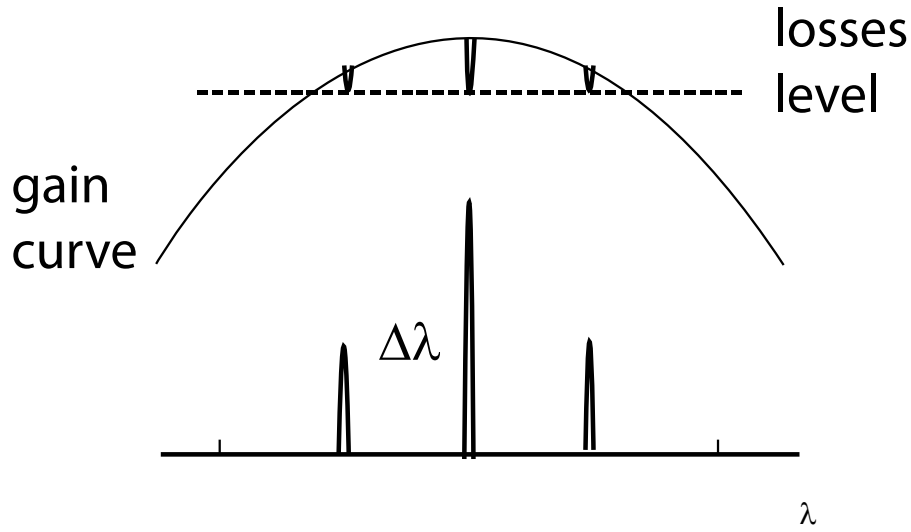


Figura 2.4.3.2 - esquemático de las frecuencias del resonador con indicación de los niveles de pérdidas y de ganancia del semiconductor.

Para una cavidad laser de InGaAsP con 500 μm de longitud y con un índice de refracción $n=3.5$, se obtiene una separación entre modos longitudinales de 85 GHz.

2.5. Características estáticas de un laser de semiconductor

La respuesta estática de un diodo láser analiza cómo dependen las densidades de equilibrio de fotones y portadores en función de la intensidad de corriente de inyección cuando ésta es constante en el tiempo. Supóngase que el nivel fijo de corriente que se inyecta en el láser es I . Las ecuaciones de tasa pueden utilizarse para encontrar las densidades de portadores y fotones en estática, N y S respectivamente. Para ello se anulan los términos de variación temporal en ambas ecuaciones, estableciéndose entonces las siguientes relaciones:

$$\frac{I}{eV} - \frac{N}{\tau_N} - v_g \frac{g_0}{1 + \epsilon S} (N - N_t) S = 0$$

$$\beta \Gamma \frac{N}{\tau_N} - \frac{S}{\tau_p} + \Gamma v_g \frac{g_0}{1 + \epsilon S} (N - N_t) S = 0$$

A partir de estas dos ecuaciones se definen parámetros importantes en el comportamiento estático de los láseres. Dado que estas ecuaciones constituyen un sistema no lineal, el cálculo analítico exacto resulta complicado y resulta habitual simplificar el sistema de ecuaciones con el fin de obtener expresiones aproximadas del punto de equilibrio, N y S . Cabe destacar el hecho de que un diodo láser presenta dos regiones de funcionamiento claramente diferenciadas, siendo la frontera entre ambas un nivel de corriente denominado corriente umbral, I_{th} . La definición de este nivel de inyección aparece de forma natural cuando se trabaja sobre ambas ecuaciones para obtener las expresiones del punto de trabajo. Operando las ecuaciones para obtener la expresión de la densidad de fotones en función de la corriente de inyección, se llega a la expresión

$$S = \frac{\Gamma \tau_p}{qV} \left[I - \frac{qV}{\tau_N} \frac{1-\beta}{1+\beta \frac{1+\varepsilon S}{g_0 S \tau_N}} \left(N_t + \frac{1+\varepsilon S}{g_0 S \tau_N} \right) \right]$$

Analizando esta expresión, se verifica que existe un umbral de corriente para el cual el número de fotones generados sería negativo, lo cual carece de sentido físico. De esta forma la corriente umbral viene dada por

$$I_{th} = \frac{qV}{\tau_N} \frac{1-\beta}{1+\beta \frac{1+\varepsilon S}{g_0 S \tau_N}} \left(N_t + \frac{1+\varepsilon S}{g_0 S \tau_N} \right)$$

El valor de la corriente umbral establece el nivel de inyección para la emisión estimulada domina la emisión de luz del dispositivo. Cuando la corriente que se inyecta en el diodo láser se encuentra por debajo de la corriente umbral ($I < I_{th}$), éste no es capaz de emitir luz estimulada [Coldren]. En este caso la amplificación que proporciona el material es inferior a las pérdidas de propagación y por tanto la

emisión de luz es principalmente debida a la emisión espontánea. En estas condiciones, la densidad de fotones producida es una pequeña fracción de la tasa espontánea, la cual tiene ahora todo el peso en cuanto a generación de fotones. El comportamiento del láser es por tanto similar al de un diodo emisor de luz ('Light Emitting Diode', LED), cuya principal diferencia respecto de un diodo láser es que la luz emitida no es coherente.

Por encima de umbral, la aportación de la emisión espontánea es despreciable, pudiéndose asumir $\beta=0$, y asumiendo que el factor de compresión de ganancia es despreciable, la densidad de fotones generados por el láser se pueden definir como

$$S = \frac{\Gamma \tau_p}{qV} (I - I_{th})$$

Para efectos prácticos conviene convertir densidad de fotones en potencia óptica. La relación entre la densidad de fotones y la potencia óptica emitida es

$$P = h\nu \frac{v_g \alpha_{mirror}}{2} \left(\frac{V}{\Gamma} S \right) = \frac{1.24}{\lambda} \eta_i (I - I_{th})$$

siendo λ la longitud de onda de emisión del dispositivo y η_i la eficiencia cuántica (conversión de electrones en fotones).

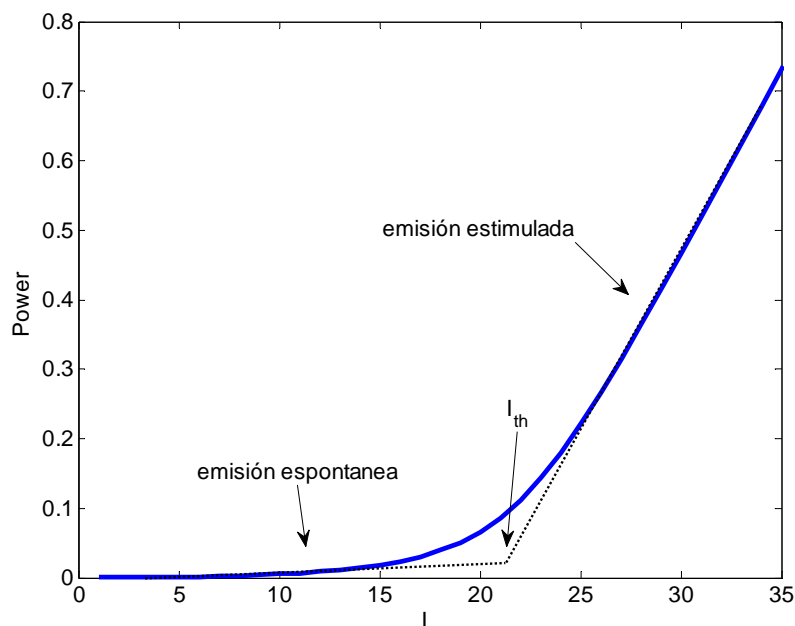


Figura 2.5.1 – Característica corriente potencia de un diodo láser.

En la figura 2.5.1 se muestra la característica corriente-potencia de un diodo láser obtenida por simulación de las ecuaciones de tasa. Tanto por encima como por debajo del nivel umbral, la potencia óptica presenta una dependencia lineal de la corriente, cambiando la pendiente de la recta para cada caso. El punto de intersección de estas dos rectas constituye la definición práctica del nivel umbral de un diodo láser a pesar de que la característica real de un dispositivo presenta un codo en esta zona en lugar de un corte abrupto (ver Fig. 2.5.1).

2.6. Características estáticas de arrays de diodos láser

Históricamente, el desarrollo de arrays de diodos láser está ligado a la obtención de altas potencias de salida aliadas a una alta coherencia espacial del haz de salida. Para la obtención de altas potencias de salida se han desarrollado monolithic arrays de láseres mutuamente acoplados entre sí. Cuando se polariza el array, el campo emitido por

cada uno de los guías se sobrepone interactuando entre sí. De esta forma, cada uno de los láseres se acopla a su vecino estableciéndose una relación de fase fija. Este tipo de dispositivo se ha propuesto por primera vez en el año 1979 por R. D. Scifres et al [7]. Para analizar el patrón de emisión (campo lejano) de estos dispositivos varios modelos se han desarrollado.

2.6.1. Modelo de difracción

Este simple modelo supone que un array se puede aproximar a un grating de N elementos. Para esta suposición, la distribución en campo lejano $I(\theta_x)$ se obtiene de la solución del integral de Fresnel y se puede escribir de la siguiente manera

$$I(\theta_x) = |E(\theta_x)|^2 \cdot A(\theta_x)$$

Donde $E(\theta_x)$ es la amplitud del campo lejano y la función $A(\theta_x)$ representa la interferencia entre con emisores acoplados y viene dada por

$$A(\theta_x) = A(u) = \frac{\sin^2 \left[\frac{Nu}{2} \right]}{\sin^2 \left[\frac{u}{2} \right]}$$

siendo $u = k_0 d \sin(\theta_x)$ y d la distancia entre emisores del array. Sin embargo, dependiendo de la fase relativa entre emisores, se obtendrá interferencia constructiva o destructiva para un determinado ángulo en el campo lejano. Así que introduciendo un término de diferencia de fase $\Delta\phi$ a la ecuación anterior, se obtiene el patrón de emisión:

$$A(u) = \frac{\sin^2 \left[\frac{N}{2} (u + \Delta\phi) \right]}{\sin^2 \left[\frac{u + \Delta\phi}{2} \right]}$$

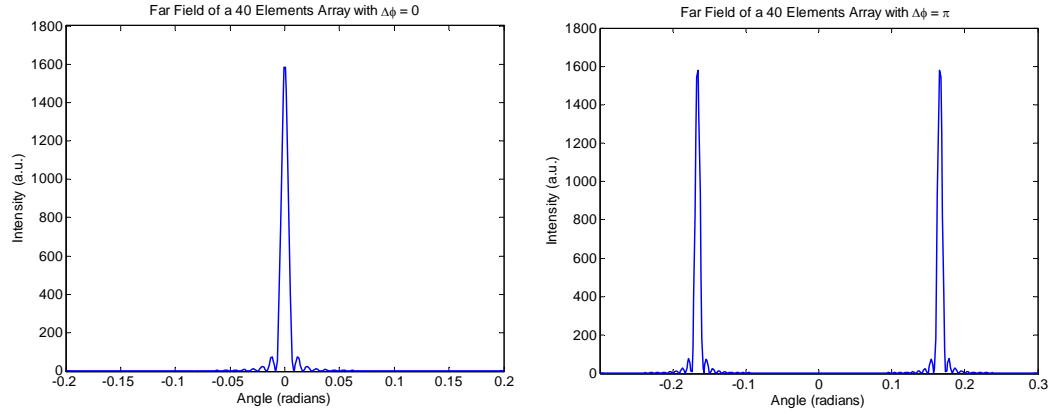


Figura 2.6.1.1 Patrón de emisión para un array de diodos láser formados por 40 emisores. A la derecha emitiendo en fase y a la izquierda emitiendo en contra fase.

En la figura 2.6.1.1 se muestra el patrón de emisión de un array de 40 emisores de los modos en fase (a la izquierda), que se caracteriza por un máximo de intensidad para un ángulo de 0 rad, y del modo en contra fase (a la derecha) caracterizado por dos picos de intensidad y un cero en el ángulo de 0 rad. El objetivo primordial en el diseño de los arrays para alta potencia y alta calidad de haz es la obtención de una emisión en el modo en fase.

2.6.2. Modelo de modos acoplados

En la literatura se encuentran varios modelos (más o menos complejos) para obtener el patrón de emisión y las constantes de propagación de los modos laterales [8][9][10][11][12]. En todos estos modelos tienen como base que el campo emitido es solución de la ecuación de onda

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \epsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2}$$

donde \mathbf{P} es el vector polarización del medio y \mathbf{r} es el vector posición. La aplicación de esta ecuación a un diodo laser acoplado lateralmente no es trivial.

Para explicar de forma simple los arrays de dos guías acoplados se utilizara la aproximación de modos acoplados [13][14]. En esta aproximación se analiza el caso más simple de un array formado por dos guías láser. La solución de los modos se obtiene a partir del análisis distribución del campo en el guía 1 con la influencia de la emisión del guía 2 (o viceversa) (Figura 2.6.2.1).

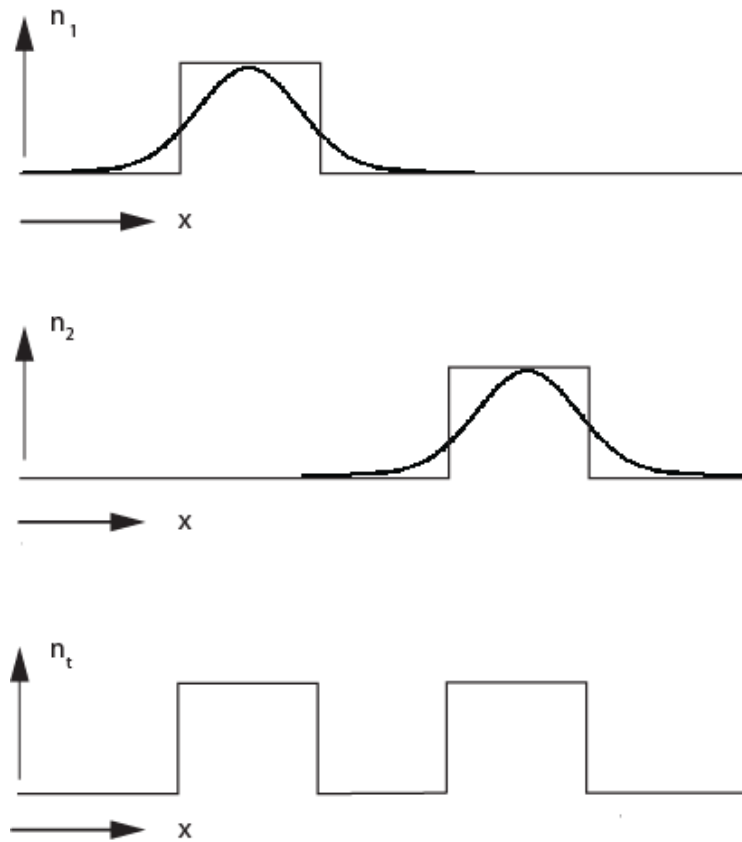


Figura 2.6.2.1 – Perfiles del campo en el guía 1 (arriba), en el guía 2 (en medio) y perfil de índice de los dos guías.

De esta forma, el término de la polarización se define como la suma de la polarización en el guía más un término perturbativo

$$P(r, t) = \varepsilon_0 [\varepsilon_r(t) - 1] E(r, t) + P_{pert}(r, t)$$

Asumiendo que ambos guías emiten a la misma frecuencia y que apenas el modo fundamental se propaga, el campo se puede expresar de la siguiente manera:

$$E_x(x, z, t) = A(z)\phi_x^{(1)}(x)e^{i(\omega t - \beta_1 z)}$$

En donde $\phi_x^{(1)}$ es el perfil normalizado del campo en la guía 1 que satisface la ecuación

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \beta_1^2 \right] \phi_x^{(1)}(x) + \omega^2 \mu \epsilon_0 \epsilon_r(x) \phi_x^{(1)}(x) = 0$$

Siendo $\epsilon_r(x)$ la constante dieléctrica del guía aislado y $\beta_1^{(1)}$ la constante de propagación del modo de menor orden en ese mismo guía.

Sustituyendo se obtiene que el término perturbativo del vector de polarización viene dado por:

$$\left[P_{pert}(x, z, t) \right]_x = \epsilon_0 \left[\left[n_{(t)}^2(x) - n_{(1)}^2(x) \right] A(z) \phi_x^{(1)} e^{i(\omega t - \beta_1 z)} + \left[n_{(t)}^2(x) - 1 \right] B(z) \phi_x^{(2)} e^{i(\omega t - \beta_2 z)} \right]$$

Siendo $n_{(1)}$, $n_{(2)}$ los perfiles de índice de refracción de cada uno de las guías individuales y $n_{(t)}$ el índice de refracción total de las dos guías. A es la amplitud del campo en la guía (1) y B la amplitud en la guía (2).

Sustituyendo el término perturbativo en la ecuación de onda y integrando sobre la dimensión lateral, se obtiene la expresión

$$\frac{dA}{dz} = -j\kappa B e^{j2\delta z} - j\Delta\beta_1 A$$

El primer término de la ecuación representa la influencia de la guía (1) en el campo de la guía (2) siendo $2\delta = \beta_1 - \beta_2$ y caracteriza por la constante de acoplo:

$$\kappa = \frac{\omega \epsilon_0}{4} \int_{-\infty}^{\infty} \left[n_{(t)}^2(x) - 1 \right] \phi_x^{(1)} \phi_x^{(2)} dx$$

El segundo término describe la influencia del campo (2) en el modo de la guía (1), y el término de $\Delta\beta_1$ viene dado por

$$\Delta\beta_1 = \frac{\omega \epsilon_0}{4} \int_{-\infty}^{\infty} \left[n_{(t)}^2(x) - n_{(1)}^2(x) \right] \phi_x^{(1)} dx$$

El análisis del modo propagante en la guía (2), se hace de forma similar al presentado.

En la figura 1.8.2.1 se ilustran los parámetros principales utilizados en la aproximación de modos acoplados. En la figura 2.6.2.6 (a) se representan los perfiles del índice de refracción en cada uno de las guías bien como su respectivo perfil de campo. Estos dos campos interactúan entre sí dando lugar a los modos laterales *in-phase* (IP) y *out-of-phase* (OOP) (figura 2.6.2.6 (b)). En la derecha de la figura 2.6.2.6 (b) se representa el campo lejano de cada uno de los modos laterales. Para guías de dimensiones iguales y amplitudes del campo iguales, la constante de propagación en del modo IP viene dada por $\beta_{IP}=\beta+\kappa$, mientras que la del modo OOP por $\beta_{OOP}=\beta-\kappa$.

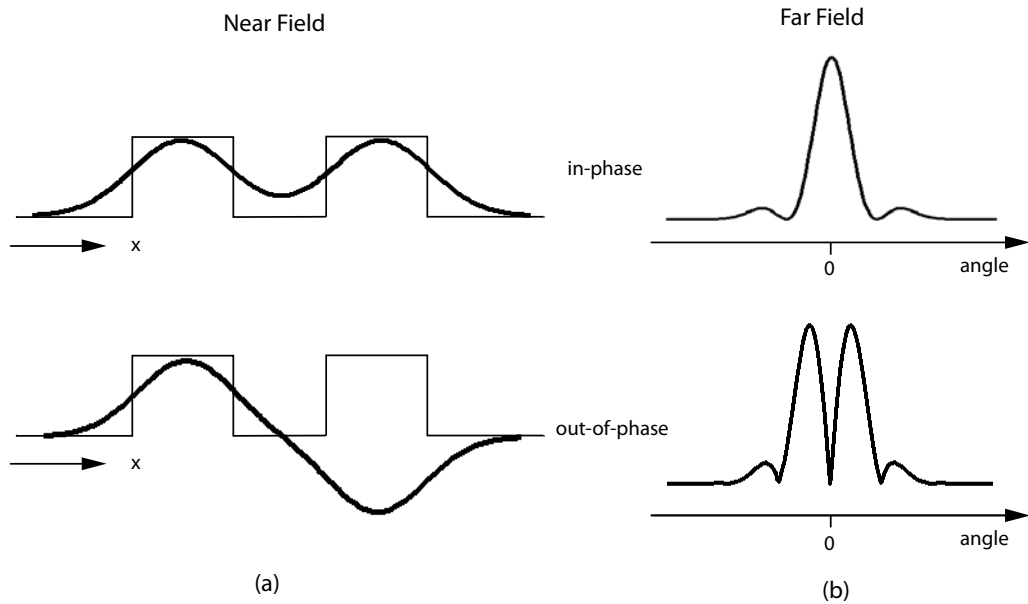


Figura 2.6.2.2 (a) perfil de campo lejano para el modo in-phase (arriba) y out.of.phase (abajo) y (b) correspondientes perfiles de campo lejano.

Conclusiones

En este capítulo se ha introducido el fenómeno láser en semiconductores y se han desarrollado las ecuaciones de tasa que describen los fenómenos de recombinación de portadores y fotones en una cavidad láser. A partir de estas ecuaciones se ha descrito las características estáticas y permitirá, en el capítulo 3, el estudio de las características dinámicas en láseres de semiconductor. Además se han descrito las características de guiado en una cavidad láser definiendo el perfil de los modos transversales, laterales y longitudinales. Finalmente se han analizado las características de emisión estáticas de un array de diodos láser y se han descrito los modos que se propagan en una cavidad de estas características.

Referencias

- [1] - K.Petermann. Diode Laser Modulation and Noise. (Kluwer Academic Press. 1991).
- [2] - G.P.Agrawal and N.K.Dutta, Semiconductor Lasers (Van Nostrand, 1993).
- [3] - L.A.Coldren and S.W.Corzine, Diode and Photonic Integrated Circuits. (Wiley, 1995).
- [4] - Nakamura M, Aiki K, Chinone N, Ito R, Umeda U "Longitudinal mode behaviors of mode stabilized $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ injection lasers". J Appl Phys 49, pp. 4644–454, 1978.
- [5] - Lang R., "Lateral transverse mode instability and its stabilization in stripe geometry injection laser", IEEE J Quantum Electron 15, pp 718–726, 1979
- [6] - Henry CH, "Theory of the linewidth of semiconductor lasers", IEEE J. Quantum Electron 18, pp.259–264, 1982
- [7] - D. R. Scifres, W. Streifer, and R. D. Burnham, "High-Power Coupled-Multiple-Stripe Phase-Locked Injection Laser," Appl. Phys. Lett. 34, 259 (1979)
- [8] - D. R. Scifres, W. Streifer, and R. D. Burnham, "High-Power Coupled-Multiple-Stripe Phase-Locked Injection Laser," Appl. Phys. Lett. 34, 259 (1979)
- [9] - "Diode Laser Arrays" Ed. by Dan Botez, Don R. Scifres Cambridge Studies in Modern Optics (No. 14) Cambridge University Press;
- [10] - J. K. Butler, D. E. Ackley, and D. Botez, "Coupled-mode analysis of phase-locked injection laser arrays", Appl. Phys. Lett., vol. 44, pp. 293 - 295, 1984.
- [11] - G. P. Agrawal, "Lateral-mode analysis of gain-guided and index-guided semiconductor-laser arrays", J. Appl. Phys., vol. 58, pp. 2922 - 2931, 1985.
- [12] - I. Paiss and A. Hardy, "A coupled-mode analysis of twin-stripe index-guided lasers", IEEE J. Quantum Electron., vol. 25, pp. 1609 - 1616, 1989.
- [13] - A. Yariv, "Optical Electronics in Modern Communications", Oxford Series in Electrical and Computer Engineering.

[14] - Taylor, Henry F. and Yariv, Amnon, “Guided Wave Optics”, Proceedings of the IEEE, 62 (8). pp. 1044-1060, 1974.

3. Características dinámicas de los láseres de semiconductor

En el capítulo 2 de esta tesis se han estudiado las características estáticas de los diodos láser desarrollándose un sistema de ecuaciones de tasa que explican su funcionamiento. A partir de estas ecuaciones, en este capítulo, se analiza teóricamente la dinámica asociada a estos dispositivos. En el capítulo 3.1, se desarrollan las expresiones de la respuesta en frecuencia y del RIN. Sin embargo, estas ecuaciones presuponen la existencia de apenas un modo longitudinal. En el apartado 3.2, se presenta un estudio para el aumento de la frecuencia de modulación de los láseres basado en la existencia de más de un modo longitudinal propagante en la cavidad láser.

Para el análisis de los láseres acoplados lateralmente, las ecuaciones de tasa presentadas en el capítulo 2 no se pueden aplicar. De esta forma, en el apartado 3.3, se presentan unas ecuaciones de tasa acopladas y se estudia sus características dinámicas. Finalmente en el apartado 3.4, se analiza la generación de regímenes no lineales provocados por la existencia de una nueva variable en las ecuaciones de tasa de diodos láser. Además se hace un resumen de los estudios realizados en la dinámica no lineal de diodos láser acoplados lateralmente.

3.1. Dinámica en láseres de semiconductor

Una vez analizadas las principales características estáticas de un diodo láser de semiconductor, en este capítulo se analizarán los principales parámetros que definen la dinámica en estos dispositivos.

3.1.1. Respuesta en frecuencia

A partir de la linealización las ecuaciones de tasa, se obtiene una expresión para la frecuencia propia y factor de amortiguamiento en función de los parámetros del láser. Este análisis aporta una información muy valiosa sobre la dinámica de los diodos láser. Para ello se aplica a la corriente de inyección un término de modulación de la forma

$$I = I_{DC} + I_M e^{j\omega t}$$

siendo ω la frecuencia de la modulación aplicada. Para una amplitud pequeña de modulación ($I_M \ll I_{DC}$), se puede asumir que los portadores y los fotones responden de la misma manera que la corriente aplicada [1].

$$N = N_{DC} + N_M e^{j\omega t}$$

$$S = S_{DC} + S_M e^{j\omega t}$$

Substituyendo estas expresiones en las ecuaciones de tasa, y haciendo las operaciones convenientes [1], se obtienen las ecuaciones linealizadas en términos de I_M , N_M y S_M . A partir de estas ecuaciones se obtiene la función de transferencia del dispositivo $H(\omega) = S_M(\omega) / I_M(\omega)$. A partir de esta expresión se analiza la variación de la amplitud e fase de los fotones en función de la frecuencia de modulación de la corriente. Normalizando la función de transferencia a su valor estacionario ($\omega=0$) obtenemos la expresión

$$\frac{H_m(\omega)}{H_m(0)} = \frac{\omega_0^2}{-\omega^2 + j\omega(2\zeta\omega_0) + \omega_0^2}$$

En la cual

$$\omega_0^2 = \frac{g_o S_o}{\tau_p (1 + \varepsilon S_o)} + \frac{1}{\tau_n \tau_p} - (1 - \beta) \frac{\Gamma g_o (N_0 - N_t)}{\tau_n (1 + \varepsilon S_o)} \approx \frac{g_o S_o}{\tau_p}$$

$$2\zeta\omega_0 = - \left[\frac{1}{\tau_n} + \frac{g_o S_o}{1 + \varepsilon S_o} + \varepsilon \left(\frac{S_o}{\tau_p} \right) + \beta \left(\frac{\Gamma g_o (N_0 - N_t)}{\tau_n S_o (1 + \varepsilon S_o)} \right) \right]$$

Como resultado, la función de transferencia del sistema lineal equivalente de las ecuaciones de tasa presenta la característica de un filtro paso bajo de segundo orden (Figura 3.1.1.1). Este queda completamente descrito mediante dos parámetros, la frecuencia propia del sistema, ω_0 , y el factor de amortiguamiento del sistema, ζ . La función de transferencia determina que la frecuencia propia de este sistema depende de tres parámetros fundamentalmente. Guarda una dependencia directa con el coeficiente lineal de ganancia y la densidad de fotones e inversa del tiempo de vida de

los fotones. Dado que esta frecuencia presenta un límite en la máxima frecuencia de modulación, y por tanto limita el ancho de banda del dispositivo, diversos trabajos se han centrado en el estudio de este parámetro a través de un diseño adecuado de la estructura del dispositivo [2].

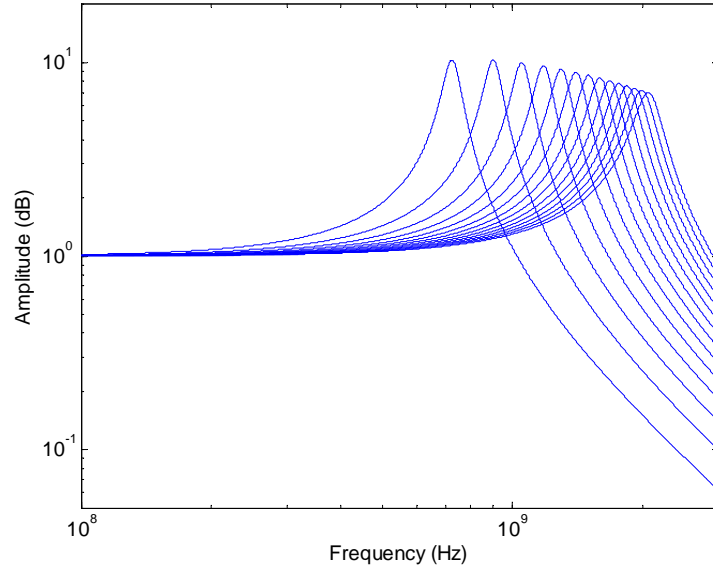


Figura 3.1.1.1- Respuesta en pequeña señal de un diodo láser para diferentes corrientes de de inyección

La magnitud del factor de amortiguamiento suele ser tal que habitualmente el sistema se encuentra sub-amortiguado, y la función de transferencia presenta el máximo característico de la resonancia. Por encima de esta frecuencia, la respuesta del sistema cae con una pendiente próxima a los -40 dB/década.

A nivel experimental es útil reescribir la expresión de la frecuencia propia del sistema, ω_0 , en función de la corriente de inyección, una vez que es la única variable del sistema laser que se puede variar:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{g_0 \Gamma}{qV} (I - I_{th})}$$

En que se ha asumido que ϵ y $\beta \approx 0$.

De esta expresión se observa que la frecuencia de relajación de oscilación es proporcional a la raíz cuadrada de la corriente de inyección aplicada al dispositivo láser, tal y como se observa en la Figura 3.1.1.2.

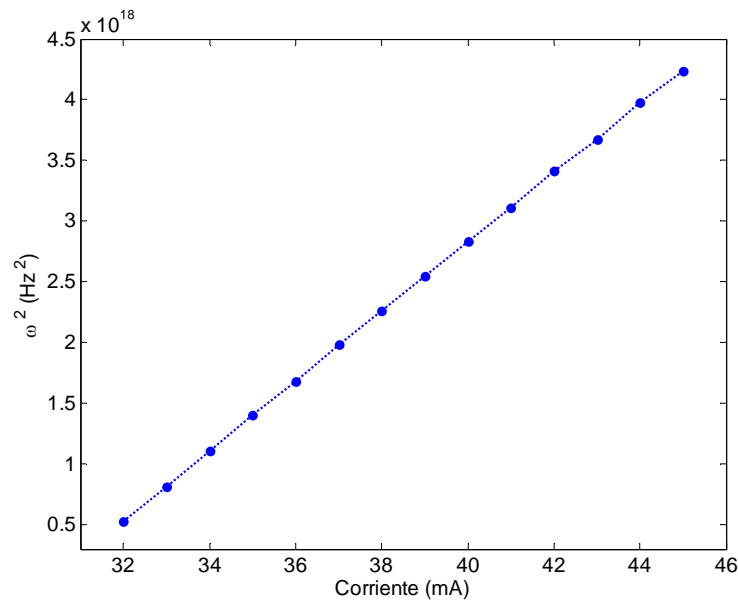


Figura 3.1.1.2 - Frecuencia de relajación de oscilación en función de la corriente de inyección aplicada al dispositivo láser.

3.1.2. Ruido de Intensidad de Relativa (RIN)

Has este punto se ha asumido que, para un determinado punto de trabajo de un diodo laser, el nivel de portadores y fotones es constante o está sometido a una modulación externa. Sin embargo, en la realidad existe una variación aleatoria de de la recombinación de portadores y de la generación de fotones que produce una variación temporal instantánea de la densidad de portadores y fotones. Para cuantificar este fenómeno hay que introducir el concepto de densidad relativa de ruido (RIN – Relative Intensity Noise).

$$RIN = \frac{\delta P(t)^2}{P_0^2}$$

El termino $\langle \delta P(t)^2 \rangle$ se puede aproximar a [1]

$$\delta P(t)^2 = D_{\delta P}(\omega_0) \cdot 2\Delta f$$

donde $D_{\delta P}(\omega_0)$ es la densidad espectral de de la variación $\delta P(t)$ a la frecuencia ω_0 medida con un ancho de banda Δf .

Para analizar el parámetro $D_{\delta P}(\omega_0)$ hay que incluir fuentes de ruido de Langevin en las ecuaciones de tasa de un diodo láser. Las fuente de Langevin $F_s(t)$ son fuentes de ruido inducidas por la naturaleza cuántica de la emisión espontanea mientras que $F_N(t)$ se origina por el carácter aleatorio en la recombinación y generación de portadores.

Incluyendo las fuentes de Langevin en las ecuaciones de tasa de un láser obtenemos

$$\begin{aligned} \frac{dS}{dt} &= GS + R_{sp} + F_s \\ \frac{dN}{dt} &= \frac{I}{qV} - \frac{N}{\tau_N} - GS + F_N \end{aligned}$$

donde

$$\begin{aligned} G &= \Gamma \frac{g_o}{(1 + \varepsilon S)} (N - N_t) \\ R_{sp} &= -\frac{S}{\tau_p} + \Gamma \beta \frac{N}{\tau_n}. \end{aligned}$$

Las fuentes de Langevin obedecen al proceso de Markov y se asume que los tiempos de correlación son mucho menores que los tiempos de vida de portadores τ_N y de fotones τ_N . Estas fuentes se caracterizan por tener un valor medio igual a cero

$$\langle F_i(t) \rangle = 0$$

El subíndice i = N, S.

La correlación entre dos fuentes de ruido de este tipo viene dada por

$$F_i(t)F_i(t') = 2D_{ij}\delta(t-t')$$

donde D_{ij} es el coeficiente de difusión en una ecuación diferencial de difusión en presencia de una fuerza de Langevin. La densidad espectral de potencia se calcula a partir de la transformada de Fourier en respecto a la función de correlación y viene dado por

$$\phi(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} F(t)F(t')\exp[-i\omega(t-t')]d(t-t') = 2D$$

Calculando los coeficientes de correlación alrededor de un punto de trabajo específico y haciendo un tratamiento similar al desarrollado para el cálculo de la respuesta en frecuencia de un diodo laser se obtiene que, por encima de umbral, la densidad espectral de la potencia de salida viene dada por [1]

$$\langle D_{\delta P} \rangle = h\nu P_0 \left[\frac{a_1 + a_2 \omega^2}{\omega_0^2} |H(\omega)| + 1 \right]$$

Donde

$$a_1 = \frac{8\pi R_{SP} P_0}{h\nu} \frac{1}{\tau_N^2} + \omega_o^4 \left[\frac{I + I_{th}}{\eta_i(I - I_{th})} - 1 \right]$$

$$a_2 = \frac{8\pi R_{SP} P_0}{h\nu} - 2\omega_o^2 \frac{\Gamma g_0}{(1 + \varepsilon S_o)}$$

En la Figura 3.1.2.1 se representa el RIN para una corriente de inyección aplicada al dispositivo de 34, 38, 42, 46 y 50 mA. El ancho de banda del filtro usado para la simulación fue de 1 Hz. El Valor del RIN viene limitado por el término $h\nu P_0$, comúnmente designado como limite cuántico estándar. De notar que el pico de

máxima amplitud del rin coincide viene dado, tal y como en la respuesta en frecuencia por ω_0 .

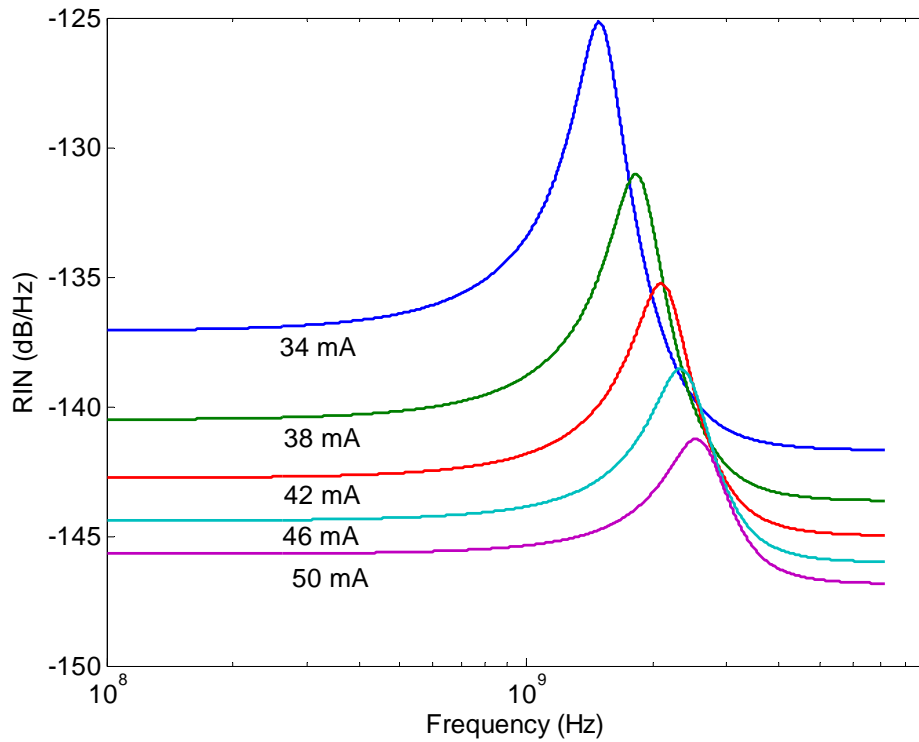


Figura 3.1.2.1 – RIN para una corriente de inyección aplicada al dispositivo de 34, 38, 42, 46 y 50 mA.

3.2. Aumento de la frecuencia de relajación de oscilación

En el análisis de los parámetros dinámicos de un diodo laser presentado en los apartados anteriores se ha considerado que el dispositivo es monomodo. Sin embargo si se considera la existencia más un campo electromagnético propagándose en la cavidad puede darse un aumento del ancho de banda de modulación o la existencia de una frecuencia de resonancia a la frecuencia de separación entre los modos. En este apartado se analizan la respuesta en frecuencia de un laser multimodo con dos o más modos longitudinales.

3.2.1. Mode locking de modos longitudinales

En los estudios de los láseres mode locking, Kam Y. Lau [4] predijo que se podría obtener mode locking a la frecuencia propia de la cavidad (típicamente superior a 100 GHz). La limitación del ancho de banda de modulación para obtención de mode locking era debido a problemas de impedancias parásitas y de inyección de corriente a estas altas frecuencias. Su trabajo se basa en el análisis teórico de la interacción de tres modos longitudinales (por simplicidad) separados por una frecuencia superior a 100 GHz (frecuencia típica para un dispositivo con una cavidad de longitud menor que 500 μm). En estas condiciones los portadores presentan una variación sinusoidal a la frecuencia de separación entre los modos longitudinales dada por:

$$N = N_0 + 2N \cos(\Omega t)$$

donde Ω es la frecuencia de separación entre modos longitudinales.

Aplicando esta ecuación a las ecuaciones de portadores y de campo en una cavidad láser, y haciendo un análisis en pequeña señal de las mismas, se obtiene una respuesta en frecuencia cuya representación se muestra en la Figura 3.2.1.1. A bajas frecuencias de modulación, la respuesta del láser está de acuerdo con la respuesta en frecuencia de un láser tal y como se ha descrito en el apartado 2.1.1 mostrando la característica frecuencia de relajación de oscilación. Cuando se modula el dispositivo a la frecuencia de separación entre los modos longitudinales, una nueva resonancia aparece a esta frecuencia.

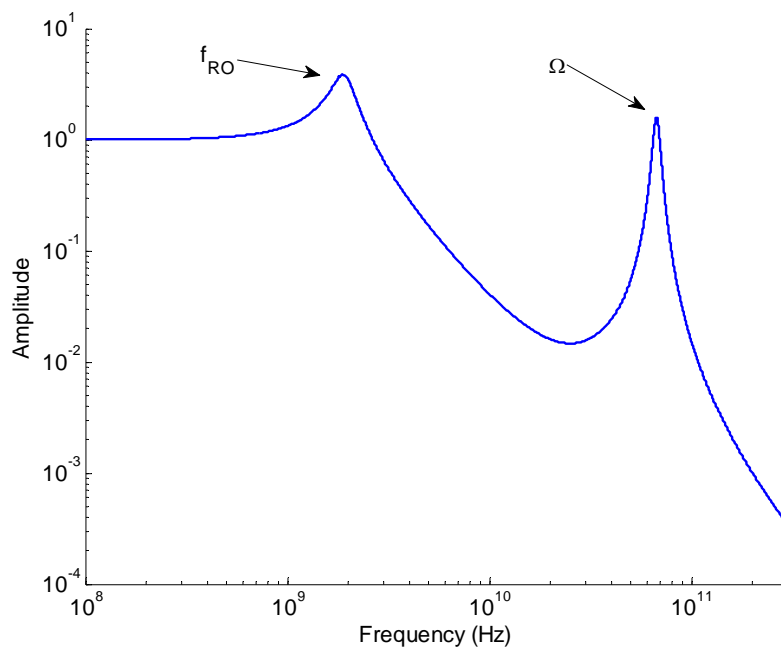


Figura 3.2.1.1 – Respuesta en frecuencia teórica de un laser mode locking [13].

Posteriormente se han superado las limitaciones técnicas de inyección de corriente a estas frecuencias y el uso de esta frecuencia de resonancia para transmisión de señales de radio sobre fibra se ha demostrado experimentalmente [5].

3.2.1.1. Dual mode lasers

El concepto de dual mode lasers es similar al descrito anteriormente. En este caso el tratamiento teórico se hace suponiendo apenas dos modos longitudinales propagantes en la cavidad láser. En un dispositivo laser con dos modos longitudinales propagándose, estos interactúan entre sí exhibiendo un batido que genera una resonancia a la frecuencia diferencia entre sus longitudes de onda. La respuesta en frecuencia de estos dispositivos presentará entonces un nuevo pico a frecuencias más elevadas que la frecuencia de relajación de oscilación [6]. Esta técnica es, mayormente, utilizada para la generación de ondas milimétricas [7].

3.3. Dinámica en láseres acoplados lateralmente

Aparte del uso de los láseres acoplados lateralmente como fuentes de alta potencia óptica y gran calidad de haz, estos dispositivos se han estudiado con la finalidad de una posible modulación por encima del límite de la frecuencia de relajación de oscilación de un laser simple. Uno de los modelos más importantes para el estudio de la dinámica en arrays de diodos laser fue desarrollado por Winful et al [8][9].

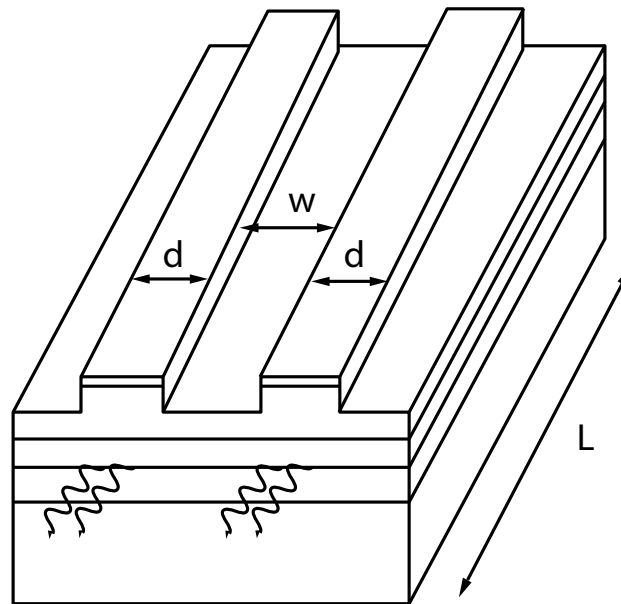


Figura 3.3. 1 Esquema de un laser de semiconductor acoplado lateralmente

Partiendo de dos guías láser acopladas lateralmente (Figura 3.3.1) que soportan un modo longitudinal y un modo lateral, estas se acoplan por medio de una constante de acoplo con parte real K_R y parte imaginaria K_I . La parte real de la constante de acoplo se calcula a partir de la constantes de propagación de cada uno de los modos laterales y viene dada por [10]

$$K_R = \frac{\tau_p}{2}(\omega_- - \omega_+)$$

donde $\omega_{./+}$ son la frecuencias de los modos laterales OOP(subíndice -) y IP (subíndice -). La parte imaginaria del coeficiente de acoplo se introduce adhoc y se calcula determinando los perfiles laterales de ganancia y viene dada por [10]

$$K_I = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\Gamma}{\Gamma_{\pm}} \right)$$

siendo Γ el factor de confinamiento de un laser en solitario y Γ_{\pm} es el factor de confinamiento del modo lateral dominante, es decir, el que menor umbral presenta. En este modelo se supone que uno de los modos laterales domina la emisión al final de un tiempo $t \rightarrow \infty$.

En este modelo se plantea un sistema de cinco ecuaciones diferenciales: dos para el campo de cada uno de las guías, dos para los portadores y finalmente una que relaciona la fase entre los campos de cada uno de las guías. Despreciando los términos de emisión espontanea, el sistema de ecuaciones propuesto [8][9][11] es:

$$\begin{aligned} \frac{dS_1}{dt} &= \Gamma g(N_1 - N_{th})S_1 - 2\sqrt{S_1 S_2} K_R \sin(\theta) - 2\sqrt{S_1 S_2} K_I \cos(\theta) \\ \frac{dS_2}{dt} &= \Gamma g(N_2 - N_{th})S_2 - 2\sqrt{S_1 S_2} K_R \sin(\theta) - 2\sqrt{S_1 S_2} K_I \cos(\theta) \\ \frac{dN_1}{dt} &= \frac{I_1}{eV} - \frac{N_1}{\tau_N} - \left[\frac{1}{\tau_p} - \Gamma g(N_1 - N_{th}) \right] S_1 \\ \frac{dN_2}{dt} &= \frac{I_2}{eV} - \frac{N_2}{\tau_N} - \left[\frac{1}{\tau_p} - \Gamma g(N_2 - N_{th}) \right] S_2 \\ \frac{d\theta}{dt} &= -\frac{g}{2}(N_2 - N_1)\alpha + K_R \left[\sqrt{\frac{S_1}{S_2}} - \sqrt{\frac{S_2}{S_1}} \right] \cos(\theta) + K_I \left[\sqrt{\frac{S_1}{S_2}} - \sqrt{\frac{S_2}{S_1}} \right] \sin(\theta) \end{aligned}$$

Para determinar la estabilidad de los dispositivos, se ha considerado K_i como un parámetro libre y el autor verifica que para $K_i > 0$ el modo OOP presenta una mayor

densidad de fotones y de esta forma su emisión domina sobre el modo IP. Para el caso de $K_I < 0$ la el caso sería el inverso [11].

Como se pueden modular de forma independiente cada uno de los guías láser, los posibles regímenes de modulación del array se representan mediante dos modos: uno en el que se modulan ambos emisores en fase y otro en contrafase (no confundir estos modos de modulación con los modos en IP y OOP del array). Suponiendo una modulación en fase y a partir de una linealización de las ecuaciones de tasa en torno a un punto de equilibrio, se obtiene la siguiente función de transferencia:

$$H_{IP}(\Omega) = \frac{2X_0^2}{-T\Omega^2 + i(1 + 2X_0^2)\Omega + 2X_0^2(1 + 2Z_0)}$$

Siendo

$$\begin{aligned} T &= \frac{\tau_N}{\tau_P} \\ Z_0 &= \pm K_I \\ X_0 &= \sqrt{\frac{p \pm K_I}{1 \mp 2K_I}} \\ p &= \frac{\tau_P}{2} \Gamma g_0 N_{th} \left(\frac{J}{J_{th}} - 1 \right) \\ J &= IV \end{aligned}$$

Donde V es el volumen de la región activa. Esta función de transferencia es similar (salvo por las aproximaciones y para $K_I=0$) a la respuesta en frecuencia de cada uno de los láseres de forma independiente. Como se puede verificar, la función es independiente de la parte real del coeficiente de acoplo K_R , indicando que una modulación en fase no permite la transferencia de energía de una guía hacia la otra [11].

De la misma forma se obtiene la función de transferencia para una modulación en contra fase, y la expresión que se halla es

$$H_{OP}(\Omega) = \frac{2X_0^2 \left(1 + \frac{2i\alpha \cos(\theta_0)}{\Omega'} \right)}{-T\Omega'^2 + iA\Omega' + B - i\frac{C}{\Omega'}}$$

Donde

$$\Omega' = \Omega + 2iZ_0$$

$$A = 2TZ_0 + 1 + 2X_0^2$$

$$C = 4K_R^2(2TZ_0 + 1 + 2X_0^2)'4\alpha X_0^2(1 - 2Z_0)\cos(\theta_0)$$

Modulando en contrafase sí que la respuesta depende de la parte real del coeficiente de acoplo y de esta forma se prevé un aumento de la frecuencia de relajación de oscilación. En la figura 3.3.2 se representan las dos curvas de respuesta en frecuencia para los dos tipos de modulación. Como se puede observar, la respuesta en frecuencia frente a una modulación en fase, es similar a la respuesta de un laser simple para un valor de $K_I=0$ y se despreció el factor de compresión de ganancia descrito en el apartado 3.1. Para el caso de la modulación en contra fase, se verifica la existencia de una resonancia por encima de la frecuencia de relajación de oscilación que para un valor de $K_R=0.15$ se halla a 32.5 GHz.

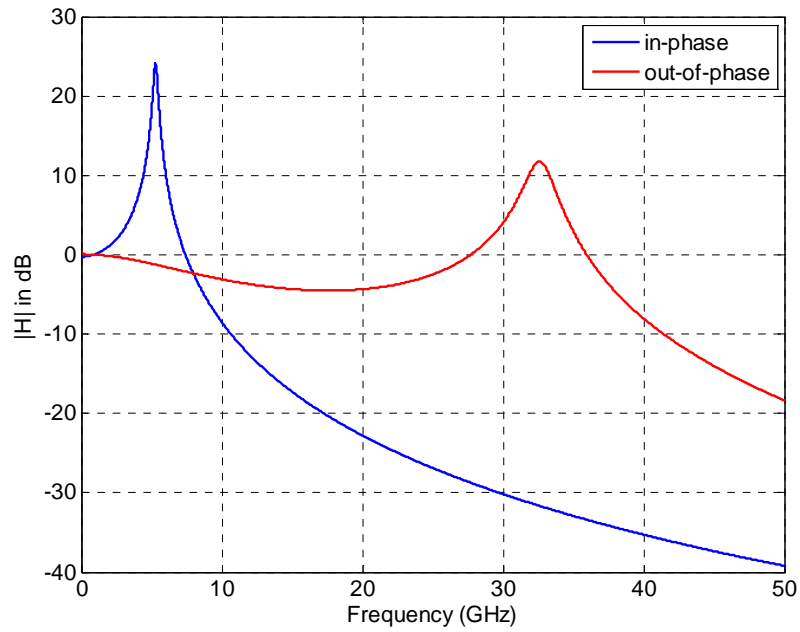


Figura 3.3. 2 Respuesta en frecuencia para una modulación: en fase (curva azul) y en contra fase (curva roja) de un LCDL según el modelo descrito en [14][15].

Teniendo como base el mismo modelo, se ha predicho que aplicando una modulación pulsada en contra fase, estos dispositivos podrían aplicarse para la generación de pulsos ópticos a una tasa de repetición más alta que la limitada por la frecuencia de relajación de oscilación [12][13].

3.4. Dinámica no lineal en láseres de semiconductor

En este apartado se introduce el concepto de caos y regímenes no lineales en diodos láser. Un diodo láser es un sistema dinámico intrínsecamente estable. Sin embargo la adición de un nuevo grado de libertad puede implicar la existencia de un régimen no lineal y caótico.

3.4.1. Caos y regímenes no lineales en diodos láser

Los fenómenos no lineales y caóticos en sistemas dinámicos son objeto de estudio desde finales del siglo XIX. Poincaré, ha establecido que una pequeña perturbación en las condiciones iniciales pueden conducir a un estado completamente diferente. Sin embargo, la formulación matemática de un sistema caótico solo se hizo en 1963, por Lorenz, demostrando que un sistema dinámico de tres variables presenta (para unas determinadas condiciones iniciales) una dinámica caótica. El caos observado en estos sistemas es determinista y no debe ser confundido con aleatorio. En un sistema determinista el estado actual depende del estado previo de una forma severa, aunque la respuesta del sistema presente variaciones aleatorias [14]. Una característica importante en los sistemas caóticos son las distintas respuestas a la variación de una (o más) de sus variables hasta que se produzca caos. Los distintos estados por el que pasa el sistema se definen como ruta hacia el caos y se han descrito tres tipos de ruta: Ruelle-Takens-Newhouse, Feigenbaum y Pomeau-Manneville [15].

Los láseres son sistemas dinámicos que se pueden describir por tres variables, su campo, inversión de población y polarización de la materia. En un sistema dinámico de estas características no linealidades y regímenes caóticos pueden ocurrir. Teniendo en cuenta los tiempos de relajación de estas tres variables, Tredicce et al., han clasificado los distintos láseres y los láseres de semiconductor pertenecen a la clase B. Tal y como se han descrito en el capítulo II, los láseres de semiconductor describir por dos variables: la densidad de portadores y el campo (fotones), ya que el tiempo de relajación de la polarización de la materia es mucho más elevado y por lo tanto la

dependencia de la polarización se puede eliminar adiabáticamente. De esta forma los láseres de semiconductor son intrínsecamente estables. Sin embargo una desestabilización puede ser fácilmente provocada por una nueva variable externa como lo son la existencia de una cavidad externa, la inyección de un campo óptico o la modulación de uno de los parámetros del dispositivo [16].

La dinámica no lineal observada en diodos láser con cavidad externa se deben a una realimentación óptica con retraso (la luz que emite el dispositivo es nuevamente inyectada en el mismo). Esto implica la introducción de múltiples variables al sistema debido a las características de la cavidad externa y del retraso, y la observación de varios regímenes caóticos [16][17].

En láseres de semiconductor con inyección óptica externa se han desarrollado estudios muy detallados sobre los efectos no lineales y caóticos en estos dispositivos. En estos estudios se ha teóricamente previsto [16][18] y experimentalmente verificado [19][20] que la ruta hacia el caos es de tipo periodo doble. Estos resultados se han verificado cuando la diferencia de longitud de onda entre los dos láseres es aproximadamente cero o el doble de la frecuencia de relajación [21].

Con respecto a la modulación externa de láseres de semiconductor y los efectos no lineales producidos por esta, varios estudios teóricos y experimentales se ha realizado. Supongamos que la corriente inyectada al dispositivo esta modulada sinusoidalmente con la expresión

$$I = I_{DC} [1 + m \cos(2\pi ft)]$$

donde m es el índice de modulación, f la frecuencia y I_{DC} la corriente continua inyectada al dispositivo. Analizando la respuesta de un laser semiconductor sometido a una modulación de alta amplitud se verifica que el sistema deja de cumplir los criterios de estabilidad [14]. Esta modulación induce inestabilidades en la salida del láser que pueden dar lugar a un régimen caótico. La generación de periodo doble en un láser de semiconductor sujeto a una modulación externa es bien conocida y se

obtiene modulando la corriente de inyección aproximadamente al doble de su frecuencia de relajación de oscilación [14]. En la figura 3.4.1.1 se presenta la respuesta de un láser de semiconductor sujeto a una modulación de alta amplitud con una frecuencia doble de la frecuencia de relajación de oscilación. En la parte superior de la figura se presenta se enseña la respuesta temporal y en la inferior el espectro de dicha señal. La frecuencia de modulación es en este caso de 6.5 GHz. Como se puede observar en el espectro, existe un nuevo pico a 3.25 GHz confirmando la existencia de un régimen de periodo doble.

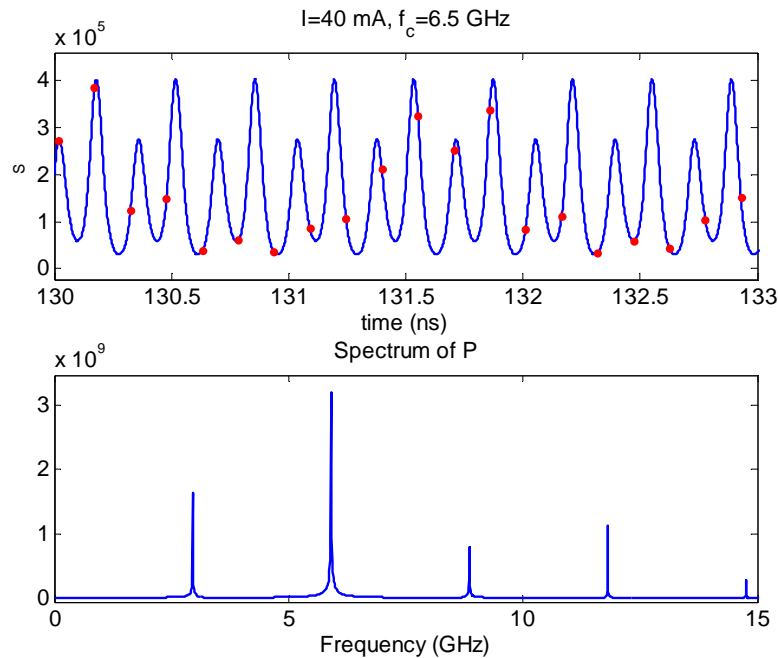


Figura 3.4.1. 1 – Respuesta temporal (arriba) y espectro (abajo) de un láser de semiconductor operando en periodo doble.

La ruta hacia el caos en este caso es vía periodo doble [22] con posibilidad de la secuencia de Feigenbaum ser truncada por un periodo triple [23]. Experimentalmente, este comportamiento se ha observado cuando la modulación se produce tanto alrededor de la frecuencia de relajación de oscilación [24] como al doble de la frecuencia de relajación de oscilación [25].

En la figura 3.4.1.2 se presenta el espectro eléctrico de un diodo láser acoplado lateralmente con inyección y modulación de un solo guía láser. La corriente de polarización se fijó en 53 mA. Las características de este dispositivo están descritas en el capítulo 4. Para estas condiciones de polarización, la frecuencia de relajación de oscilación se halla en 3.3 GHz. Aplicando una corriente de modulación de 6,64 GHz (aproximadamente el doble de la frecuencia de relajación de oscilación), se observa una excitación a frecuencia mitad correspondiente a un régimen de periodo doble.

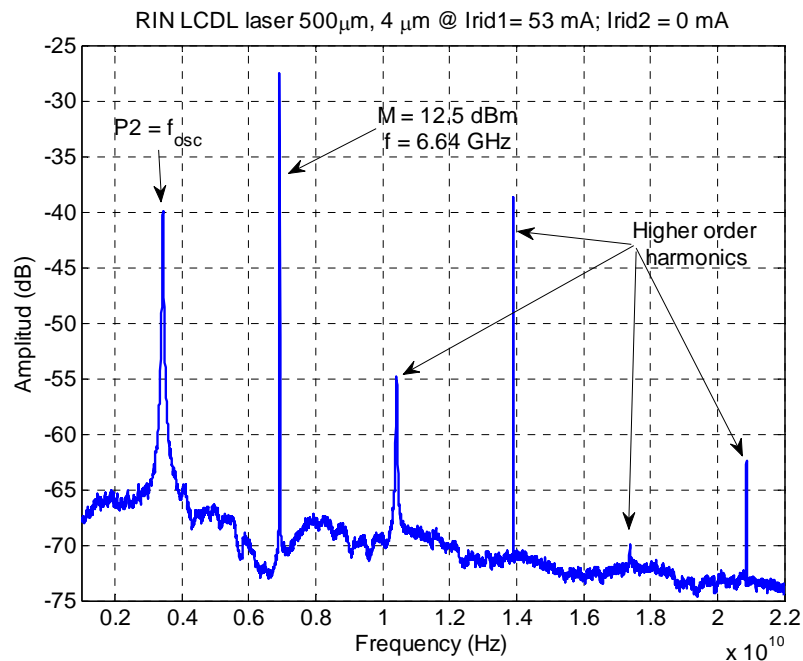


Figura 3.4.1. 2 - Régimen de periodo doble obtenido experimentalmente por modulación a dos veces la frecuencia de relajación de oscilación.

3.4.2. Dinámica no lineal en diodos laser acoplados lateralmente

Los diodos laser acoplados lateralmente han suscitado una gran discusión teórica sobre su comportamiento no lineal, lo que ha llevado a la publicación de inúmeros

trabajos teóricos. En este apartado se hace una revisión de los trabajos más relevantes en el estudio de la dinámica no lineal en dos láseres acoplados lateralmente.

A partir de un modelo similar al descrito en el apartado 3.3, Winful et al. ha desarrollado un modelo de ecuaciones de tasa cuyos factores de acoplo se derivan de la teoría de modos acoplados indicando que estos dispositivos presentarían un comportamiento intrínsecamente inestable y generalmente caótico [28]. El comportamiento no lineal y caótico tendría origen en la competición entre los modos laterales in-phase y out-of-phase, ya que en este modelo no está contemplado la emisión conjunta de los dos modos laterales [27]. En la misma línea de investigación, Hess and Scholl han desarrollado un modelo espacio-temporal y han estudiado la dinámica y la estabilidad de estos dispositivos para distintas separaciones entre guías láser. Sus conclusiones fueron que para dispositivos cuya separación lateral entre láseres sea menor que $5\text{ }\mu\text{m}$, es decir en un situación de acoplo fuerte, la salida óptica presentaría oscilaciones caóticas. Para una distancia de separación superior a $5\text{ }\mu\text{m}$ pero inferior a $14\text{ }\mu\text{m}$, el láser tendría infinitos grados de libertad y presentaría varios regímenes no lineales y posiblemente caóticos. El funcionamiento caótico dejaría de ser observable para separaciones entre guías superiores a $14\text{ }\mu\text{m}$ [27]. Este comportamiento inestable también lo ha descrito Lamela et al utilizando para ello un modelo espacio temporal BPM (Beam Propagation Method) y en unas ecuaciones de tasa para láseres acoplados. Las inestabilidades serían un efecto intrínseco del acoplo entre guías que produciría una frecuencia de oscilación [12].

Más recientemente, un análisis basado comparativo de tres distintos modelos de ecuaciones de tasa basados en modos compuestos dentro de la cavidad láser ha sido presentado. En este análisis una gran variedad de regímenes no lineales y caóticos han sido predichos. Una vez más la existencia de regímenes se asocian a la distancia entre los dos guías, siendo que para cortas distancias ($< 3\text{ }\mu\text{m}$) el comportamiento del dispositivo es intrínsecamente caótico [28].

Conclusiones

En este capítulo se ha analizado los parámetros de dinámica en láseres de semiconductor. A partir de las ecuaciones de tasa desarrolladas en el capítulo 2, se han estudiado las características de la respuesta en frecuencia y del espectro de RIN de un laser de semiconductor monomodo. Posteriormente se han estudiado técnicas que se han desarrollado de forma a obtener un incremento del ancho de banda de modulación con base a la modulación a la frecuencia diferencia de los modos longitudinales.

A partir de las ecuaciones de modos acoplados, se han descrito los principales estudios teóricos, en cuanto a la dinámica se refiere, realizados para entender el comportamiento de los láseres acoplados lateralmente. A partir de este estudio se prevé la existencia de un aumento del ancho de banda de modulación por medio de una modulación en contra fase de cada uno de los láseres.

Como se describe en el apartado 3.4, los láseres son sistemas dinámicos estables, sin embargo añadiendo un nuevo grado de libertad (o variable), estos pueden presentar varios regímenes no lineales y caóticos. También en los láseres acoplados lateralmente se han predicho la existencia de este comportamiento mayormente debido a la competición entre modos laterales o a la fuerza del acoplo entre guías.

Referencias

- [1] - L.A.Coldren and S.W.Corzine, Diode and Photonic Integrated Circuits. (Wiley, 1995).
- [2] - R. Olshansky, P. Hill, V. Lanzisera, W. Powazinik, "Frequency Response of 1.3 μm InGaAsP High Speed Semiconductor Lasers", IEEE J. Quantum Electronics, vol. **23**, no. 9, 1410- 1418, 1987
- [3] P. Gallion, H. Nakajima, G. Debarge, and C. Chabran, "Contribution of spontaneous emission to the linewidth of an injection-locked semiconductor laser," Electron. Lett., vol. 21, no. 14, pp. 626-628, Jul. 1985.
- [4] - K. Y. Lau, "Narrow-band modulation of semiconductor lasers at millimeter wave frequencies (>100 GHz) by mode locking", IEEE Journal of Quantum Electronics, 26, pp250-261, (1990);
- [5] - Georges, J.B., Kiang, M.H., Heppell, K, Sayed, M., and Lau, K.Y.: 'Optical-transmission of narrow-band millimeter-wave signals by resonant modulation of monolithic semiconductor-lasers', IEEE Photonics Technol. Lett. , 6, (4), pp. 568-570, 1994.
- [6] – P. Acedo, H. Lamela, S. Garidel, C. Roda, J.P. Vilcot, G. Carpintero, I.H. White, K.A. Williams, M. Thompson, W. Li, M. Pessa, M. Dumitrescu and S. Hansmann, "Spectral Characterization of Monolithic Modelocked Lasers for mm-wave generation and signal processing", Electronics Letters, Vol. 42, N° 16, pp. 928-929. August 2006.
- [7] - D. Wake, C. R. Lima, and P. A. Davies, "Transmission of 60-GHz signals over 100 km of optical fiber using a dual-mode semiconductor laser source," IEEE Photon. Technol. Lett. 8, 578–580, (1996).

- [8] - G. A. Wilson, R. K. DeFreez, and H. G. Winful, "Modulation of phased-array semiconductor lasers at K-band frequencies," *IEEE Journal of quantum electronics*, vol. 27, no. 6, 1991
- [9] - H. Winful and S. Wang, "Stability of phase locking in coupled semiconductor laser arrays," *Applied Physics Letters*, vol. 53, no. 20, 1988.
- [10] - G. A. Wilson, *Picosecond Dynamics of Twin-Emitter Coherent Semiconductor Laser Arrays*. PhD thesis, Oregon Graduate Institute of Science and Technology, 1992.
- [11] - G. Wilson, R. DeFreez, and H. Winful, "Modulation of twin-emitter semiconductor lasers beyond the frequency of relaxation oscillation", *Optics Communications*, 82, 293-298, (1991).
- [12] - H.Lamela, M.Leonés, G.Carpintero, C.Simmendinger and O.Hess, 'Analysis of the dynamic behavior and short-pulse modulation scheme for laterally coupled diode lasers', *IEEE J. of Sel. Top. Quantum Electron.* Vol. 7(2), pp. 192-200, 2001.
- [13] - G.Carpintero, H.Lamela, M.Leonés, C.Simmendinger and O.Hess "Fast modulation scheme for a two laterally coupled laser diode array", *Applied Physics Letters*, Vol. 78, N° 26, pp. 4097-4099. 2001
- [14] - J. Ohtsubo, *Semiconductor Lasers: Stability, Instability and Chaos* (Springer-Verlag, Berlin, 2006)
- [15] - J.P. Eckmann, Roads to turbulence in dissipative dynamical systems, *Rev. Mod. Phys.* 53, 643- 654 (1981).
- [16] - J. Sacher, D. Baums, P. Panknin, W. Elsässer, and E. O. Göbel, "Intensity instabilities of semiconductor lasers under current modulation, external light injection, and delayed feedback," *Phys. Rev. A*, vol. 45, pp. 1893–1905, 1992.
- [17] - J. Mork, B. Tromborg, and J. Mark, "Chaos in semiconductor-lasers with optical feedback - Theory and experiment," *IEEE J. Quantum Electron.* 28(1), 93–108 (1992)
- [18] - V. A. Lodi, S. Donati, and M. Manna, "Chaos and locking in a semiconductor laser due to external injection," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 30, 1537–1541, 1994.

- [19] - Simpson TB, Liu JM, Gavrielides A, Kovanis V, Alsing PM “Period doubling route to chaos in a semiconductor laser subject to optical injection”, Appl Phys Lett 64, pp: 3539–3541, (1994)
- [20] - Simpson TB, Liu JM, Gavrielides A, Kovanis V, Alsing PM, “Period doubling cascades and chaos in a semiconductor laser with optical injection”, Phys Rev A 51, pp:418–4185, (1995)
- [21] - A. Gavrielides, T. Erneux, V. Kovanis, P. M. Alsing, and T. B. Simpson, “Subharmonic transition in an optically injected semiconductor laser: Theory and experiments,” Quantum Semiclass. Opt., vol. 9, pp. 575–585, 1997.
- [22] - C. H. Lee, T. H. Yoon, and S. Y. Shin, “Period doubling and chaos in a directly modulated laser diode,” Appl. Phys. Lett., vol. 46, no. 1, pp. 95–97, 1985.
- [23] - H. Lamela, G. Carpintero, and P. Acedo, “Truncation of the Feigenbaum sequence in directly modulated semiconductor lasers,” IEEE J. Quantum Electron., vol. 34, pp. 491–496, 1998.
- [24] - E. Hemery, L. Chusseau, and J. M. Lourtioz, “Dynamic behaviors of semiconductor lasers under strong sinusoidal current modulation: Modeling and experiments at 1.3 μ m,” IEEE J. Quantum Electron., vol. 26, pp. 633–641, Apr. 1990.
- [25] - H.-F. Liu and W. F. Ngai, “Nonlinear dynamics of a directly modulated 1.55 μ m InGaAsP distributed feedback semiconductor laser,” IEEE J. Quantum Electron., vol. 29, no. 6, pp. 1668–1675, 1993.
- [26] - H. G. Winful and L. Rahman, “Synchronized chaos and spatiotemporal chaos in arrays of coupled lasers,” Phys. Rev. Lett., vol. 65, no. 13, pp. 1575–1578, 1990.
- [27] - O. Hess and E. Scholl, “Spatio-temporal dynamics in twin-stripe semiconductor lasers,” Physica D, vol. 70, pp. 165–177, 1994.
- [28] - H. Erzgraber, S. Wicczorek, and B. Krauskopf, “Dynamics of two laterally coupled semiconductor lasers: strong and weak-coupling theory”, Physical Review E, 78, pp. 066201, 2008.

4. Concepción de la metodología experimental para el estudio de diodos láser acoplados lateralmente

En este capítulo se hace se concibe una metodología experimental para el estudio del comportamiento de los diodos láser acoplados lateralmente, sirviendo de enlace con los capítulos 5, 6 y 7 en donde se presentan los resultados más significativos que explican los distintos regímenes de funcionamiento observados en estos dispositivos.

En primer apartado se hace un resumen de los resultados experimentales más significativos en el estudio de estos dispositivos. Este resumen tiene como finalidad establecer el estado del arte en el estudio experimental de estos dispositivos de forma a permitir el desarrollo y concepción de una nueva metodología de análisis de las características estáticas y dinámicas de los diodos láser acoplados lateralmente (LCDL – Lateral Coupled Diode Lasers). Una vez discutido sobre los aspectos más relevantes de los estudios experimentales existentes, en el apartado 4.2 se presentan los dos esquemas experimentales desarrollados para el estudio de estos dispositivos. El primer esquema nos permite la identificación y caracterización de los regímenes de locking y unlocking y el segundo esquema hallar y comprender los mecanismos que provocan los regímenes no lineales y caóticos en LCDL. Finalmente, en el apartado 4.3 se definen los esquemas de medida complementarios que nos permitirán una completa caracterización de estos dispositivos.

4.1. Resumen de de los estudios en láseres acoplados lateralmente

Mientras que en los capítulos 2 y 3 de la introducción se describen, teóricamente, las características de estos dispositivos, en este apartado se hace un resumen de los resultados experimentales más significativos en el estudio de estos dispositivos. Este resumen tiene como finalidad establecer el estado del arte en el estudio de estos dispositivos de forma a permitir el desarrollo y concepción de una nueva metodología de análisis de las características estáticas y dinámicas de los diodos láser acoplados lateralmente (LCDL – Lateral Coupled Diode Lasers).

Tal y como se ha descrito en los capítulos de introducción, estos dispositivos están compuestos de dos cavidades láser que se acoplan lateralmente. Un esquema de este dispositivo se presenta en la figura 4.1.1.

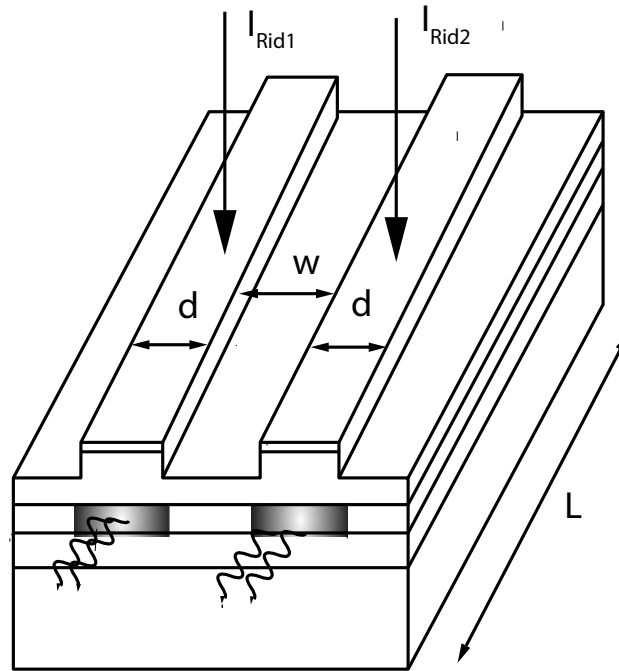


Figura 4.1.1 Esquema de un láser acoplado lateralmente.

4.1.1 Características estáticas

En el capítulo 2 de esta tesis se estudian los perfiles de emisión de los láseres acoplados lateralmente caracterizados por la existencia de los dos modos laterales *in-phase* y *out-of-phase* [1], [2]. En la figura 4.1.1.1 se representan los perfiles de los modos laterales en campo cercano (NF) y en campo lejano (FF). El perfil de campo lejano viene definido por el perfil de intensidad de la transformada de Fourier del campo cercano.

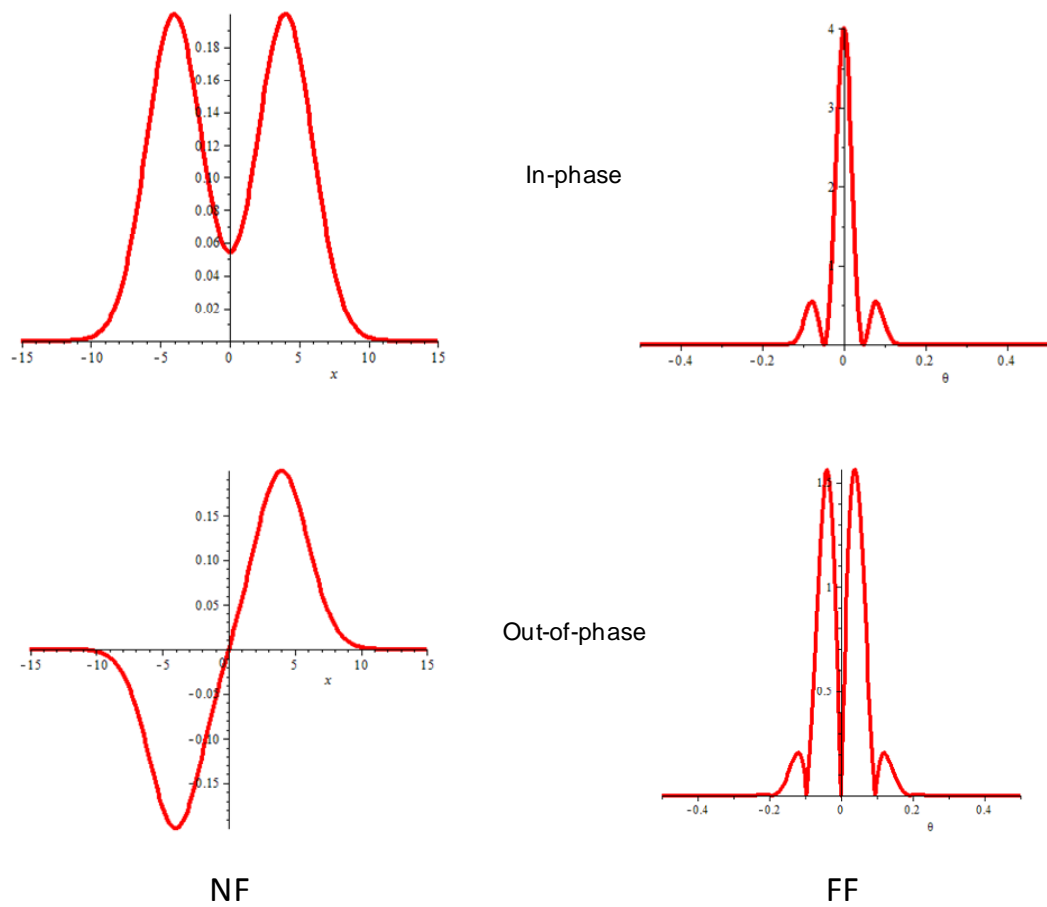


Figura 4.1.1.1 – Perfiles de emisión de campo cercano (izq.) y de campo lejano (der.) de un laser acoplado lateralmente de dos guías.

Estos dos modos laterales emiten a dos distintas longitudes de onda (frecuencia) debido a que cada uno de ellos tiene una distinta constante de propagación [3, yariv kapon]. Como se observa en la figura, para una exacta identificación de los modos laterales se debe hacer una medida en campo lejano ya que el modo en fase se caracteriza por presentar un máximo de intensidad a 0° , mientras que el modo en contra-fase presenta un cero de intensidad en este mismo ángulo.

A nivel experimental, la determinación de los perfiles de emisión de diodos láser acoplados lateralmente estuvo, mayormente, orientada al perfil total de emisión y no a la determinación de cada uno de los modos laterales de forma individual. Los primeros estudios realizados en este campo se hicieron midiendo el perfil de campo lejano en arrays de múltiples diodos láseres acoplados lateralmente. Aquí se buscaba una optimización del perfil de emisión con el objetivo de obtener alta calidad y alta potencia en el haz de salida [4 botez]. En estudios posteriores, Verdiell et al., ha verificado que para una correcta determinación teórica del perfil de emisión de estos dispositivos habría que determinar con exactitud los modos laterales que se estaban emitiendo. Para ello ha utilizado una técnica de medida mixta del perfil de campo lejano y del espectro de campo lejano [5].

En dispositivos de dos guías láser acopladas, la observación de la emisión de los modos laterales de forma independiente se ha logrado midiendo es espectro del campo lejano y campo cercano de estos dispositivos [6]. Resultado similar fue obtenido por Lamela et. al. [7]. En la figura 4.1.1.1 (a) se presenta el espectro de campo lejano de un laser acoplado lateralmente donde se observa la emisión conjunta de los dos modos laterales. Como se puede ver an la figura los modos laterales presentan una separación en longitud de onda siendo que el modo en fase emite a longitudes de onda superiores al modo en contra fase. En este estudio se verificó que variando las corrientes de inyección del dispositivo, ocurría que para determinadas corrientes el dispositivo emite apenas el modo en contra fase (figura 4.1.1.1(b)).

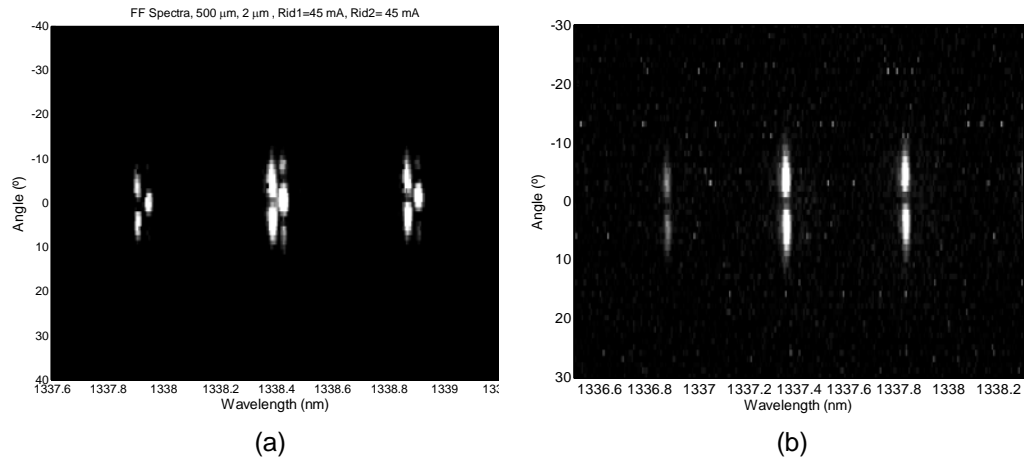


Figura 4.1.1.1 – Espectro de campo lejano de un LCDL: (a) modo en contra fase y en fase emitiendo y (b) apenas el modo en contra fase emitiendo [7].

En estudios posteriores se ha verificado que aplicando al dispositivo LCDL corrientes de polarización distintas a cada una de las guías laser, se ha verificado que la estructura de modos laterales deja de existir (figura 4.1.1.2) [8].

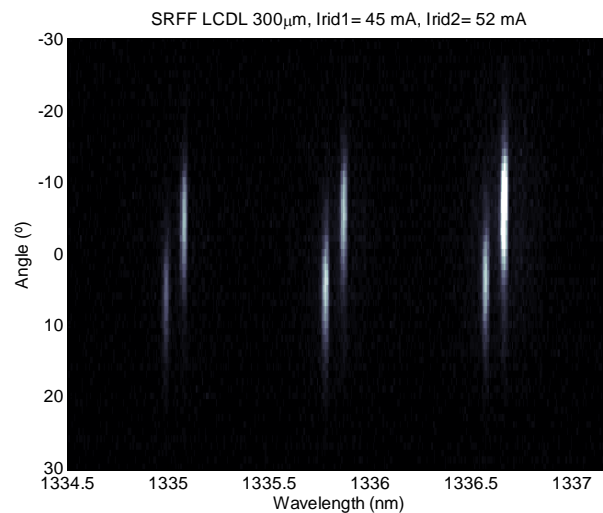


Figura 4.1.1.2 – Espectro de campo lejano de un LCDL sin la presencia de los modos laterales [8].

Una vez revistos en la literatura los avances en la caracterización estática de los diodos láser acoplados lateralmente, en el próximo apartado se revisaran los estudios en la dinámica de estos dispositivos.

4.1.2 Características dinámicas

Las características de emisión de láseres acoplados lateralmente y en particular la influencia del bloqueo de fase en la respuesta dinámica de estos dispositivos es una temática que ha sido tratada con bastante interés.

Como se ha descrito en los capítulos 2 y 3, a consecuencia de las distintas longitudes de onda de emisión se prevé la existencia de una nueva frecuencia de resonancia a la frecuencia diferencia entre los modos laterales. Esta nueva frecuencia se puede observar en la figura 4.1.2.1 y corresponde al máximo de amplitud de la curva de modulación en contra fase [9], [10].

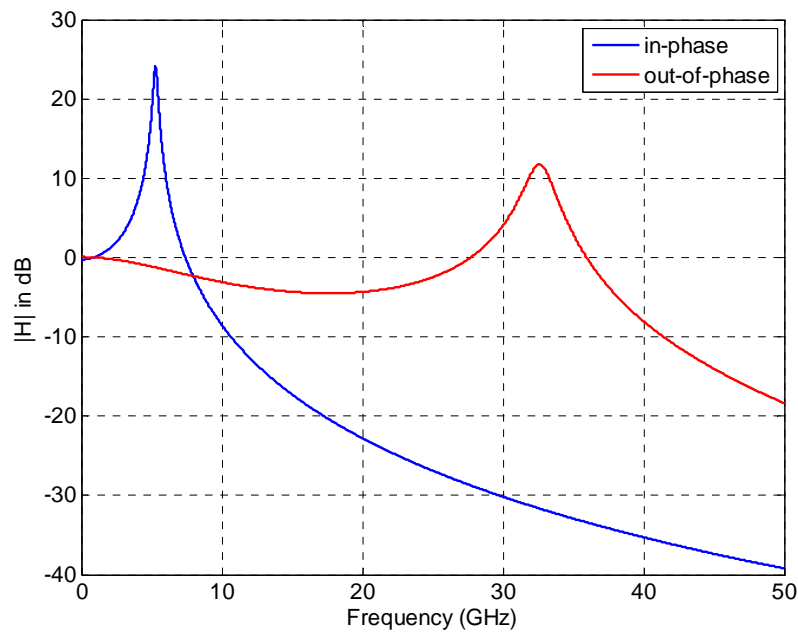


Figura 4.1.2.1 – Respuesta en frecuencia de un laser acoplado lateralmente sujeto a una modulación en fase (curva azul) y a una modulación en contra-fase (curva roja).

A nivel experimental, en la referencia [7], la respuesta en frecuencia se ha medido y se ha observado la existencia de un segundo pico (7.8 GHz) a la frecuencia de separación entre los modos laterales (figura 4.1.2.2). En este caso, la obtención de esta segunda resonancia no se hizo por la modulación en contra fase del dispositivo pero se ha identificado por la coexistencia de los dos modos laterales.

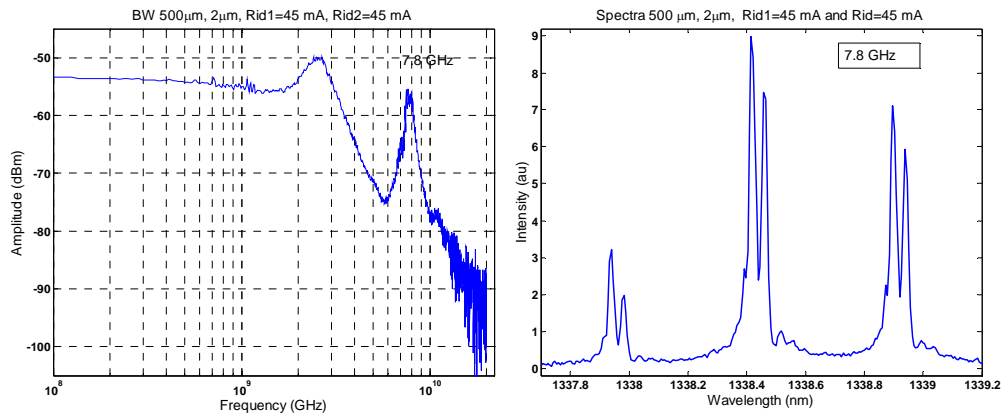


Figura 4.1.2.2 – Respuesta en frecuencia de un laser acoplado lateralmente (der.) y del correspondiente espectro de modos longitudinales donde se indica la separación entre modos laterales (izq.) [7].

Sin embargo, los primeros trabajos realizados para comprender este nuevo concepto de dinámica han sido obtenidos midiendo la respuesta temporal de arrays de múltiples diodos laser. Estos resultados se han obtenido midiendo la evolución temporal de perfil de campo lejano a través de una *fast streak camera* [11], [12], [13]. Con este análisis los autores han observado la existencia de picos en amplitud sin correlación de fase que desaparecían cuando se procedía a una integración de la señal temporal. Además, en [13] se ha observado un ensanchamiento del espectro óptico indicativo de un régimen de operación caótico. A partir de estas observaciones experimentales, Winful ha desarrollado un modelo de ecuaciones acopladas [14] y concluye que estas oscilaciones aleatorias se deben a que estos dispositivos son intrínsecamente caóticos debido a una competición entre los modos laterales emitidos por el dispositivo [15].

Esta interpretación de la dinámica en láseres acoplados originó bastante discusión ya que experimentos en láseres de estado sólido Nd:YAG acoplados lateralmente no presentaban dicha dinámica [16]. En estos estudios, desarrollados por Chen, se ha observado que la emisión de estos dispositivos se caracterizaban por un modo lateral (en contra fase o en fase) y no ha verificado la existencia de regímenes no

lineales o caóticos. Su experimento consistía de la medida simultanea del perfil de campo lejano y del espectro de radio frecuencia (RF) y ha verificado que cuando el dispositivo funcionaba en phase locking (emisión de uno de los modos laterales), no había ningún tono en el espectro RF. Sin embargo, cambiando la potencia del acoplo y la sintonización entre guías, el dispositivo dejaba de estar en phase locking y su perfil de emisión pasaba a caracterizarse por la suma incoherente de los campos emitidos por cada una de las guías. En este caso, se detectaba un tono en el espectro de RF a la frecuencia diferencia entre los dos campos [17].

4.2. Concepción experimental de identificación de los regímenes de funcionamiento en LCDL

En el apartado 4.1 se hace una descripción de los varios resultados y discusiones que se han producido con la finalidad de identificar y explicar el funcionamiento de estático y dinámico de los láseres de semiconductor acoplados lateralmente. Sin embargo, y tal y como ha puntualizado Glova en su artículo de revisión en bloqueo de fase en láseres, los estudios experimentales realizados son pocos y no explican los diferentes regímenes en cuanto al bloqueo en fase de los distintos láseres ni la dinámica provocada por estos [18].

Analizando los trabajos realizados se verifica que, aunque se han podido identificar los perfiles de emisión y los modos laterales emitidos por estos dispositivos, su influencia en la dinámica no está debidamente identificada. Además no se han hallado las condiciones para las cuales un LCDL presente un régimen de bloque polarizado en fase.

A partir de esta discusión, para la concepción de una metodología experimental para el estudio del funcionamiento de estos dispositivos se definen los objetivos que a cumplir:

- Identificación de los distintos regímenes de bloqueo en fase, de los perfiles de emisión bien como la longitud de onda de emisión asociada a cada guía láser y a cada modo lateral;
- Influencia en los parámetros dinámicos del LCDL de los distintos regímenes de bloqueo en fase;
- Análisis espectral de alta resolución de los modos laterales para el estudio de los regímenes no lineales y caóticos e identificación del papel de los modos laterales en el mecanismo de generación de dichos regímenes.

Una vez establecidos los objetivos para el estudio experimental de estos dispositivos, en los próximos apartados se describen y justifican los montajes experimentales utilizados.

4.2.1 Identificación de los regímenes de locking y unlocking en LCDL

Para una correcta identificación de la fase entre los campos emitidos por cada una de las guías láser la medida del patrón de campo lejano es fundamental y como se ha discutido en el apartado 4.1, esta medida se debe hacer con resolución espectral debido a la distinta longitud de emisión de cada uno de los dos modos laterales. Para identificar la interacción entre los modos laterales y las frecuencias generadas por estos se mide simultáneamente el espectro de RIN. De esta forma se puede analizar inequívocamente la fase entre los campos eléctricos emitidos a través del campo lejano y, la fuerza de la interacción y la diferencia de frecuencia entre los campos con las medidas del RIN para cada corriente de polarización. El hecho de poder aplicar una corriente de inyección distinta a cada uno de los guías implica una forzar una asimetría en el funcionamiento entre los dos láseres. Este sistema de medida se presenta en la figura 4.2.1.1, donde la salida colimada del LCDL se divide en dos haces. Uno de ellos se utiliza para la medida del SRFF (*Spectrally resolved Far Field*) y el otro haz se acopla a una fibra monomodo para la medida del espectro del RIN. En paralelo

con estas medidas se analizó el espectro de campo cercano (SRNF, *Spectrally Resolved Near Field*) para identificar los perfiles modos longitudinales de cada una de las guías láser.

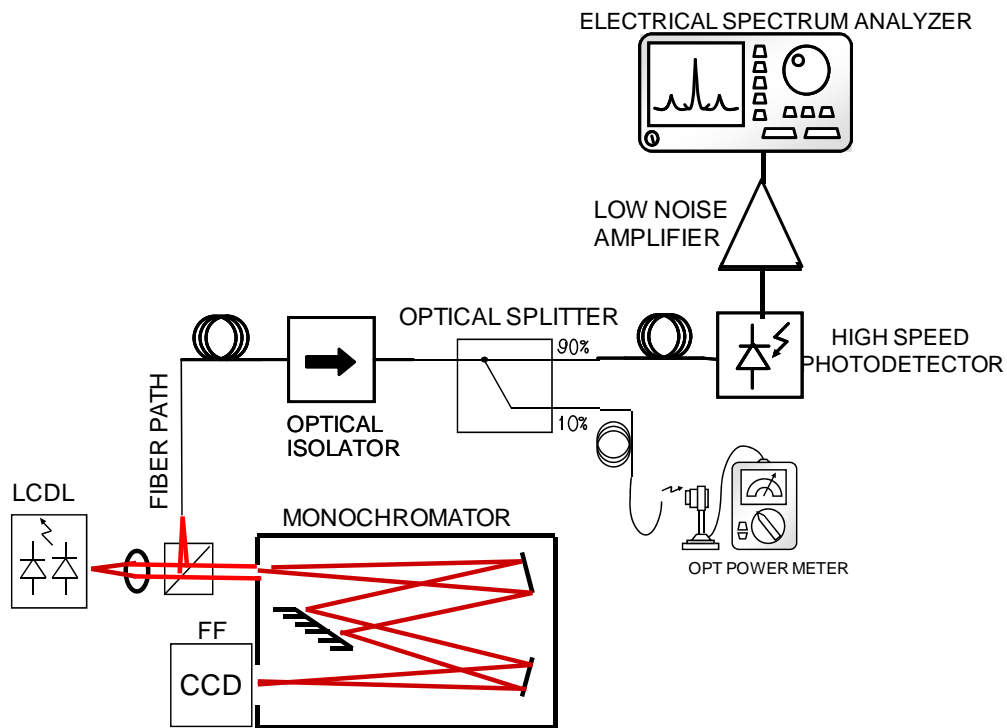


Figura 4.2.1.1 - Esquema experimental de medida para identificación de los regímenes de bloqueo de fase en los dispositivos LCDL

Una vez propuesto el montaje experimental completo, se describen las funciones y capacidades de análisis de cada uno de los instrumentos utilizados.

El análisis espectral de emisión de los láseres acoplados lateralmente conlleva ciertos problemas a la hora de identificar los modos longitudinales emitidos por cada uno de los láseres. Además se exige una correcta identificación de los modos laterales emitidos. De esta forma el espectro de emisión se debe medir tanto en campo cercano como en campo lejano.

Como solución a este problema se ha utilizado un monocromador modelo TRIAX 550 de la marca Jobin-Yvon. A la entrada del monocromador se coloca el dispositivo láser en posición vertical. De esta forma se consigue que a la salida el espectro de cada uno de los guías esté separado espacialmente. Finalmente, se adquiere a través de una camera CCD COHU de alta sensibilidad. Tal y como se describe en el Anexo 2, la resolución de un monocromador viene dada por la siguiente expresión

$$FWHM \sim \frac{d\lambda}{dx} w$$

Este monocromador viene equipado con dos redes de difracción con distinta densidad de y para la red de difracción de 1200 líneas/mm, el coeficiente de dispersión lineal es de 1.55 nm/mm. Teniendo en cuenta que el tamaño del pixel de la camera CCD es mucho menor que la menor apertura de la rendija de entrada (que tiene un mínimo de 0.01 mm), la máxima resolución que se obtiene con este instrumento de medida es de 0.031 nm, lo que equivale a 5 GHz.

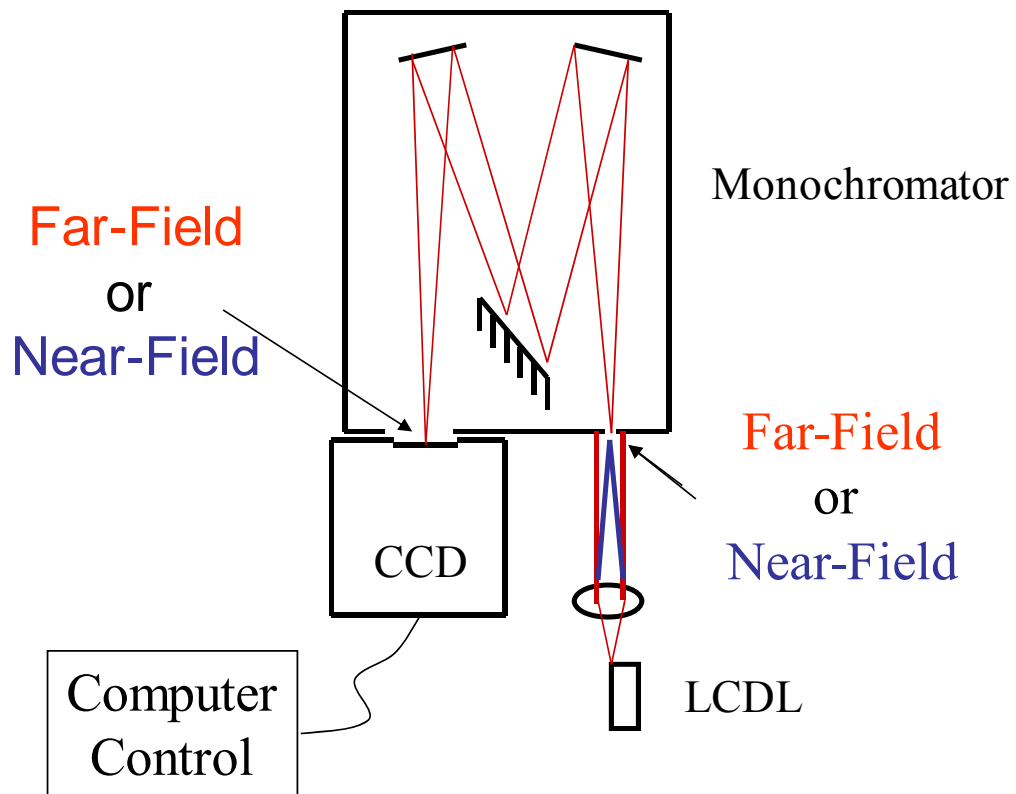


Figura 4.2.1.2 – Montaje experimental para la obtención del espectro de campo cercano (Near Field) y campo lejano (Far Field).

En la figura 4.2.1.2 se esquematiza el montaje experimental utilizado. Para la obtención del espectro óptico de cada uno de los láseres, se enfoca la salida del LCDL en la entrada del monocromador. En la salida se obtendrá una imagen del perfil de campo cercano (NF, *Near Field*) en la coordenada y y en la coordenada x la longitud de onda de los modos longitudinales (Figura 4.2.1.3).

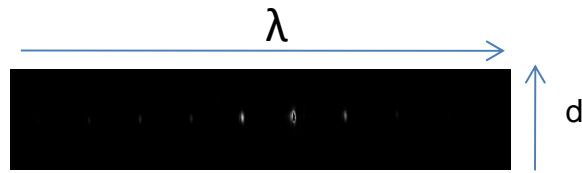


Figura 4.2.1.3 – Imagen del espectro de campo cercano, la abscisa x representa la longitud de onda mientras que la ordenada y representa distancia.

Colimando la salida del LCDL, se obtiene el espectro en campo lejano (FF, *Far Field*). Esta medida es muy importante a la hora de analizar la relación de fase entre los campos eléctricos emitidos por cada uno de los guías láser. Estos dispositivos, como se ha indicado en el apartado 4.1, en determinadas condiciones emiten los modos laterales en fase (IP, *in-phase*) y en contra fase (OOP, *out-of-phase*). En la figura 4.2.1.4 se muestra el perfil del campo de estos modos laterales y su correspondiente perfil de campo lejano. Como se puede observar en esta figura, el modo IP se caracteriza por la existencia de un máximo a 0° mientras que en el modo OOP, la intensidad óptica a 0° es nula. Debido a esta característica de los perfiles de emisión de cada uno de los modos laterales, a través de las medidas del espectro de FF, se consigue una correcta identificación de los modos laterales emitidos por el LCDL. Además hay que señalar que por el hecho de que emitan a distintas longitudes de onda, no existirá ambigüedad en su identificación.

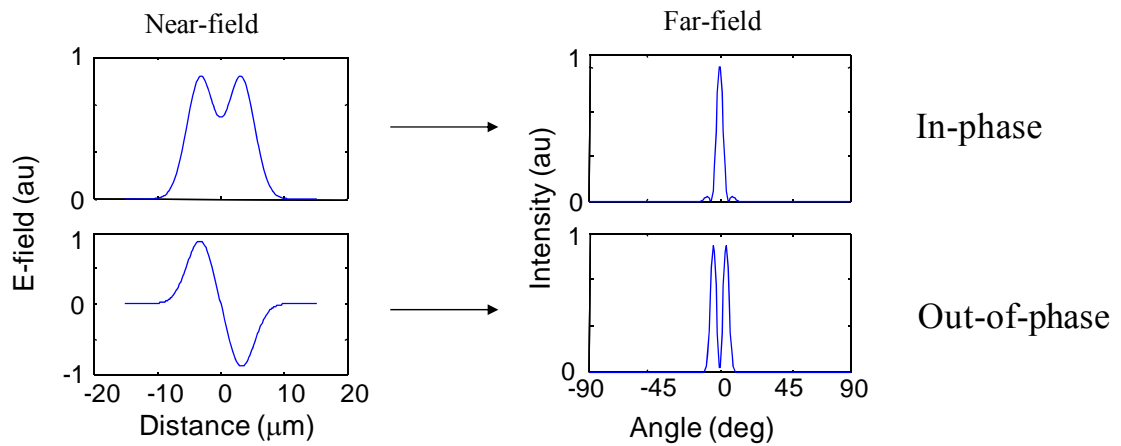


Figura 4.2.1.4- Representación del perfil de campo (izq.) de los modos laterales IP (arriba) y OOP (abajo) y su correspondiente perfil de campo lejano.

Complementariamente al estudio del espectro óptico, se estudia la influencia de las características de emisión de los modos laterales en la dinámica del dispositivo. Para dicho estudio se ha utilizado la medida del espectro del RIN. Esta técnica de medida permite el estudio de las frecuencias propias asociadas a la dinámica del dispositivo. Siendo que esta medida se hace en DC hace con que el resultado sea independiente de las impedancias parásitas de la montura y que el dispositivo LCDL no sea perturbado por una modulación externa. El montaje experimental utilizado se muestra en la figura 4.2.1.5. La salida del láser se acopla a una fibra monomodo que por su vez se conecta a un aislante óptico para evitar efectos de realimentación hacia el dispositivo (evitando que se forme una cavidad externa y cambie el funcionamiento del dispositivo). La luz a la salida del aislante óptico se divide por medio de un divisor 10-90. Con el 10% de la salida del divisor de potencia se mide la potencia media del dispositivo. La salida de 90% se conecta a su vez a un fotodetector modelo *u2t* con un ancho de banda de 50 GHz. La fotocorriente generada es amplificada por un amplificador de bajo ruido *CERNEX* con un ancho de banda de 1.5 a 40 GHz, ganancia de 30 dB y una figura de

ruido de 7 dB. El espectro de ruido del sistema se mide con un analizador de espectros *Anritsu MS2668C*.

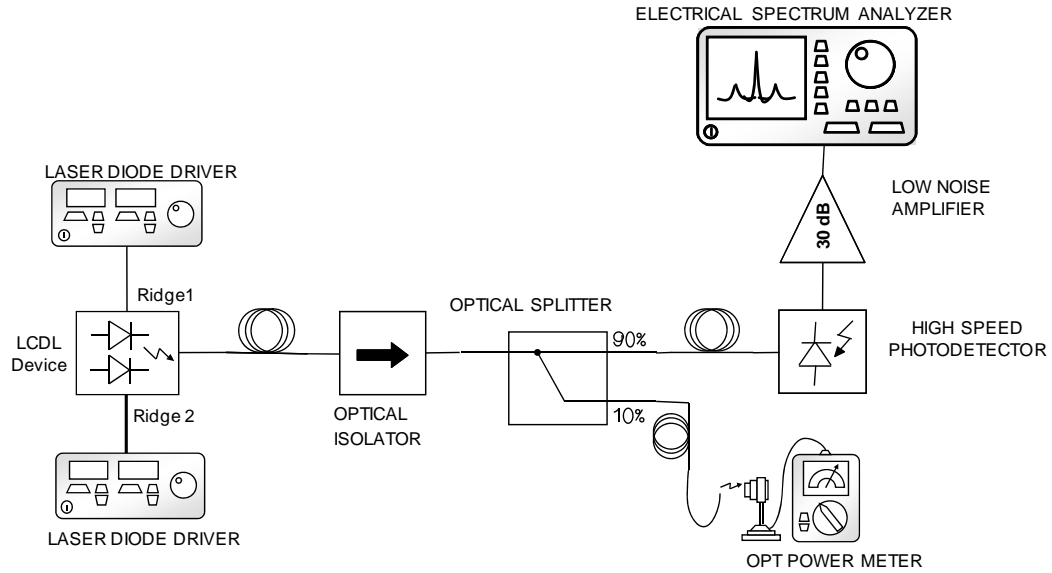


Figura 4.2.1.5 – Montaje experimental utilizado para la medición del espectro del RIN.

La medida del RIN es una medida indirecta una vez que con este esquema se mide la contribución de ruido de todos los elementos. De esta forma el RIN del laser viene dado por la siguiente expresión:

$$RIN_{Laser} = RIN_{System} - \frac{N_{thermal}}{R_L (rP_{Avg})^2} - \frac{2q}{rP_{Avg}}$$

La combinación de estos dos montajes experimentales permite una correcta identificación de la influencia de las características de emisión de los LCDL en la dinámica de los mismos.

4.2.2 Identificación y análisis de los regímenes no lineales en LCDL

Como se ha descrito en el apartado 3.4.2, en estos dispositivos se ha predicho la ocurrencia de regímenes no lineales consecuencia de inestabilidades entre los modos laterales. De esta forma hay que estudiar la estabilidad de los modos laterales a través del análisis de sus frecuencias. Para obtener un espectro de alta resolución de los modos laterales, hay que realizar un filtrado de cada modo longitudinal con sus modos laterales asociados. Este montaje asociado a la medida del RIN nos da información sobre la influencia de los modos laterales en los regímenes no lineales y sobre la estabilidad de las frecuencias asociadas a cada uno de los modos laterales. El esquema del montaje experimental se describe en la figura 4.2.2.1. En este esquema experimental, la salida de LCDL está enfocada en la rendija de entrada del monocromador para, de esta forma, maximizar la potencia a la salida del mismo.

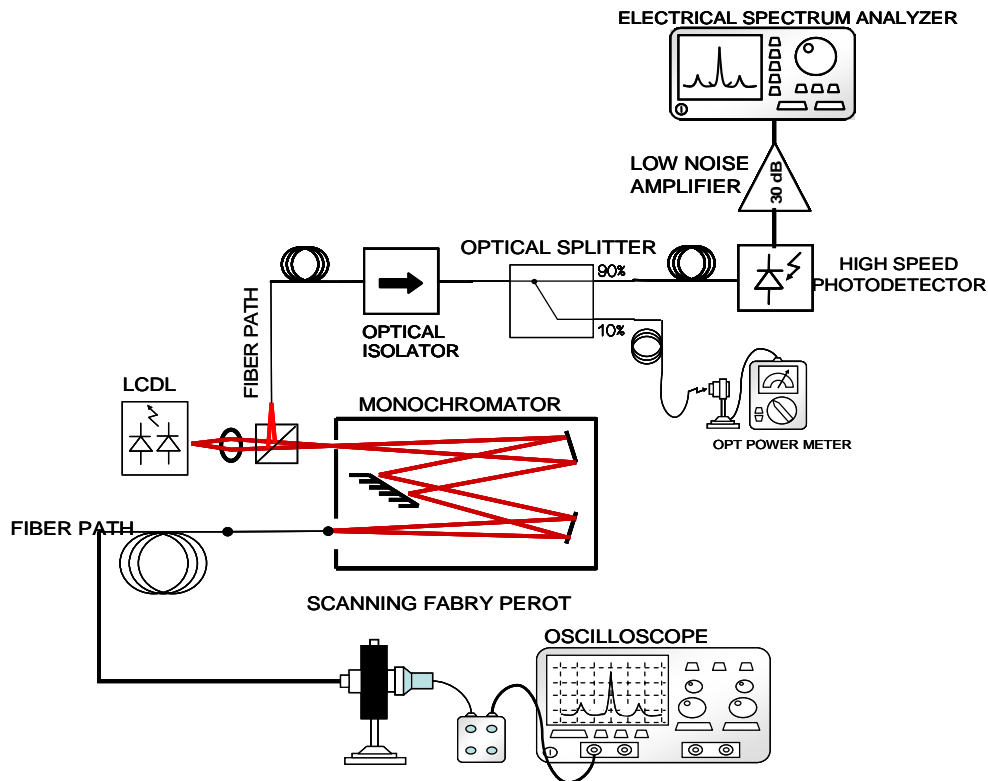


Figura 4.2.2.1 – Esquema experimental de medida de los regímenes no lineales y caóticos en LCDL.

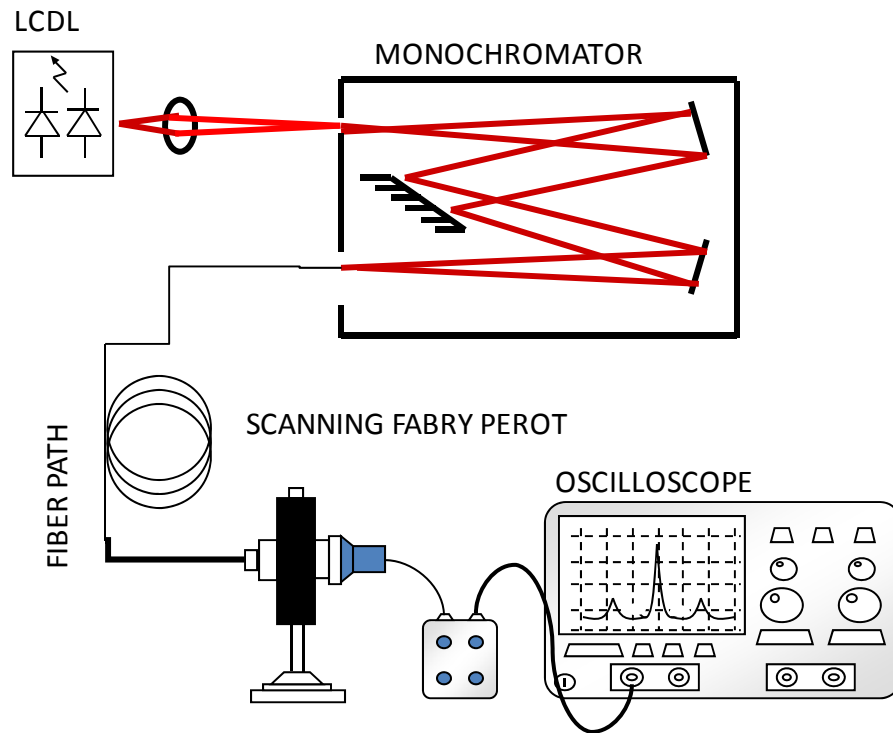
La técnica de medida del espectro de RIN ha sido explicada en el apartado 4.2.1, y a continuación se dan las características de medida del sistema de análisis espectral de alta resolución.

La resolución del monocromador descrita en el apartado anterior es insuficiente para resolver frecuencias de emisión con separaciones inferiores a 5 GHz, por ello se requiere un nuevo montaje experimental que permita el análisis con alta resolución de las frecuencias de emisión de los dispositivos LCDL.

El espectro de alta resolución se obtiene por medio de un Scanning Fabry Perot Spectrometer. La resolución de este instrumento de medida depende del Free Spectral Range (FSR) que se haya elegido y viene dada por:

$$\delta\lambda = \frac{FSR}{\mathcal{F}}$$

donde \mathcal{F} es la finesse de la cavidad Fabry Perot (ver anexo 2 para un análisis mas detallado de estos espectrómetros). En este caso concreto el valor de la finesse es de 175. Esto implica que para obtener una resolución menor de, por ejemplo, 200 MHz, se tendría que optar por un FSR de 30 GHz. Teniendo en cuenta que estos dispositivos presentan un espectro multimodo longitudinal con una separación de 85 GHz (para el caso de dispositivos con una cavidad de 500 μm), hubo que plantearse el filtrado de cada modo longitudinal (y de los modos laterales asociados) de forma a analizar con alta resolución su espectro. Para el filtrado se ha utilizado el monocromador como elemento de separación espacial y la salida se ha recogido y filtrado apenas uno de los modos longitudinales usando una fibra monomodo. La salida de esta se conecta al *scanning Fabry Perot* tal y como se esquematiza en la figura 4.2.2.2.



4.2.2.2 – Esquema de análisis de alta resolución de los modos laterales de un LCDL utilizando como elemento de filtrado un monocromador y elemento de medida un *scanning Fabry Perot*.

Combinando este sistema de análisis con la medida del espectro del RIN, se obtiene una caracterización completa de la dinámica no lineal de los LCDL además de una clara identificación de las frecuencias ópticas responsables por dicha dinámica.

4.4. Conclusiones

Estos dispositivos presentan características únicas de emisión estática que se prevén que influenciarán sus características dinámicas. A partir de un análisis de los estudios experimentales realizados en dispositivos LCDL se ha concebido una metodología experimental de caracterización de los dispositivos LCDL. Con esta metodología se identificarán los varios regímenes de funcionamiento en relación al bloqueo de fase de los LCDL. También se desarrolló un sistema de medida que permite el estudio de los regímenes no lineales y la influencia de los regímenes de bloqueo de fase en la generación de las no linealidades. Para la medida de los regímenes de bloqueo de fase, el sistema de análisis se compone de la medida del espectro de campo lejano y del espectro de RIN. Mientras que para la identificación de los distintos regímenes no lineales, se ha desarrollado un sistema que permite un análisis espectral de los modos laterales con alta resolución que, conjugado con la medida del espectro de RIN, permite la identificación de los regímenes no lineales y caóticos y la definición del papel de los modos laterales en la generación de dichas no linealidades.

Además de estos dos sistemas de medida, en el Anexo 2, se describen los montajes de soporte que permiten el hallazgo de parámetros de soporte a una completa caracterización y entendimiento de los fenómenos de bloqueo de fase y no lineales en estos dispositivos. A partir de la caracterización de la característica corriente potencia (IP) se identificarán las corrientes umbral de cada uno de los dispositivos, su simetría y la influencia de la inyección de corriente en las curvas IP individuales de cada uno de ellos. A partir de la respuesta en pequeña señal se determina la respuesta en frecuencia de los LCDL. Esta medida es particularmente importante a la hora de identificar la influencia de la inyección de polarización en su frecuencia de relajación de oscilación.

Referencias

- [1] - "Diode Laser Arrays" Ed. by Dan Botez, Don R. Scifres Cambridge Studies in Modern Optics (No. 14) Cambridge University Press;
- [2] - A. Yariv, "Optical Electronics in Modern Communications", Oxford University, New York, 1997
- [3] - E. Kapon, J. Katz, and A. Yariv, "Supermode analysis of phase-locked arrays of semiconductor lasers," Opt. Lett. 9, pp. 125-127, 1984.
- [4] - D. R. Scifres, W. Streifer, and R. D. Burnham, "High-Power Coupled-Multiple-Stripe Phase-Locked Injection Laser," Appl. Phys. Lett. 34, 259, 1979.
- [5] - J.-M. Verdiell, H. Rajbenbach, and J.-P. Huignard, "Array modes of multiple-stripe diode laser: a broad-area mode coupling approach," J. Appl. Phys, col. 31, 12, pp. 1992-1997, 1992.
- [6] - Th. Wolf, F. Kappeler, B. Stegmüller, M. C. Amann, "GaInAsP twin-stripe lasers with asymmetrical waveguide channels", IEE Proceedings J, Vol. 135, Issue 1, 5-10, 1988.
- [7] - H. Lamela, B. Roycroft, P. Acedo, R. Santos, and G. Carpintero, "Experimental modulation bandwidth beyond the relaxation oscillation frequency in a monolithic twin-ridge laterally coupled diode laser based on lateral mode locking" Optics Letters, vol. 27, no 5, pp. 303 – 305, 2002.
- [8] - H. Lamela, R. Santos, G. Carpintero, P. Acedo, "Influence of the relative bias current injection in the coupling of twin stripe diode lasers", Spie Proceedings 5722, 2005.
- [9] - G. Wilson, R. DeFreez, and H. Winful, "Modulation of twin-emitter semiconductor lasers beyond the frequency of relaxation oscillation", Optics Communications, 82, pp. 293-298, 1991.

- [10]- G. A. Wilson, R. K. DeFreez, and H. G. Winful, "Modulation of phased-array semiconductor lasers at K-band frequencies," IEEE Journal of quantum electronics, vol. 27, no. 6, 1991
- [11] – R. A. Elliott, R. K. DeFreez, T. L. Paoli, R. D. Burnham, and W. Streifer, "Dynamic Characteristics of Phase-Locked Multiple Quantum Well Injection Lasers," IEEE J. Quantum Electron. QE-21, 598–602 (1985).
- [12] – Kathrine A. Forrest, James B. Abshire, "Time evolution of pulsed far-field patterns of GaAlAs phase-locked laser-diode arrays", IEEE Journal of Quantum Electronics, p. 1287-1290, vol. QE-23, Aug. 1987.
- [13] - Nu Yu, Richard K. DeFreez, David J. Bossert, Geoffrey A. Wilson, Richard A. Elliott, Shawe-Shiuan Wang, and Herbert G. Winful, "Spatiospectral and picosecond spatiotemporal properties of a broad area operating channeled-substrate-planar laser array", Applied Optics, Vol. 30, Issue 18, pp. 2503-2513, 1991
- [14] S. S. Wang and H. G. Winful, "Dynamics of phase-locked semiconductor laser arrays", Applied Physics Letters, 52, 1774 (1988).
- [15] - H. G. Winful and S. S. Wang, "Stability of phase locking in coupled semiconductor laser arrays", Appl. Phys. Lett., 53, pp. 1894, 1988.
- [16] - J. Xu, S. Li, K. K. Lee, and Y. C. Chen, "Phase locking in a two-element laser array: a test of the coupled-oscillator model," Opt. Lett. 18, 513, 1993.
- [17] - Jingwen Xu, K. K. Lee and Y. C. Chen, "Phase locking in a two-element laser array with detuning" Opt. Comm., 117, 198-206 (1995).
- [18] - A. F. Glova, "Phase locking of optically coupled lasers", Quantum Elect. 33, 283-306 (2003).

5 Descripción de los láseres acoplados lateralmente
y de sus principales características.

Antes de proseguir en la identificación de los varios regímenes de funcionamiento de los láseres de semiconductor acoplados lateralmente, en este capítulo se hace una descripción de algunos aspectos de la fabricación de los dispositivos acoplados lateralmente en el marco del proyecto europeo FALCON TMR. En el marco de este proyecto se han fabricado dispositivos con distintas dimensiones de forma a permitir un estudio de las propiedades de funcionamiento de los LCDL y su dependencia con las dimensiones de la cavidad. Una vez descritas la estructura de los dispositivos, se presentan los resultados experimentales más significativos para el estudio de estos dispositivos.

En el apartado 5.2 se caracterizan las cavidades láser polarizando apenas una de las guías. Una vez caracterizadas las guías de forma individual, en el apartado 5.3, se presentan los espectros de ópticos de intensidad, de campo cercano y campo lejano genéricos cuando al dispositivo se polarizan las dos cavidades láser. Seguidamente, en el apartado 5.4, se presenta la respuesta en frecuencia de los LCDL y en el apartado 5.5 el espectro de RIN. Como se ha descrito anteriormente, cada una de las guías láser de los LCDL se puede polarizar de forma independiente. Esto nos permite analizar el efecto de la corriente de inyección aplicada a una de las guías sobre parámetros importantes como lo son la variación de la corriente umbral y la variación de la corriente de relajación de oscilación. Este análisis está descrito en el apartado 5.6.

5.1. Descripción de los láseres acoplados lateralmente FALCON

Los láseres acoplados lateralmente (LCDL - *Lateral Coupled Diode Lasers*) que se han estudiado experimentalmente para esta tesis doctoral se han fabricado en el ámbito de proyecto europeo FALCON TMR [1]. Este consorcio, compuesto por ocho instituciones de investigación europeas, se ha creado con el fin de estudiar y desarrollar los láseres acoplados como fuentes láser para aplicaciones de telecomunicaciones de alta tasa de transmisión.

Estos dispositivos están compuestos por dos cavidades *Fabry Perot* acopladas ópticamente. Para un estudio completo de la influencia de los parámetros geométricos en las características de emisión de estos dispositivos se han fabricado dispositivos con longitud de cavidad de 300 μm y 500 μm y separación entre guías láser de 2 μm a 8 μm . En la figura 5.1.1 presenta un esquema de la estructura de los dispositivos acoplados lateralmente FALCON.

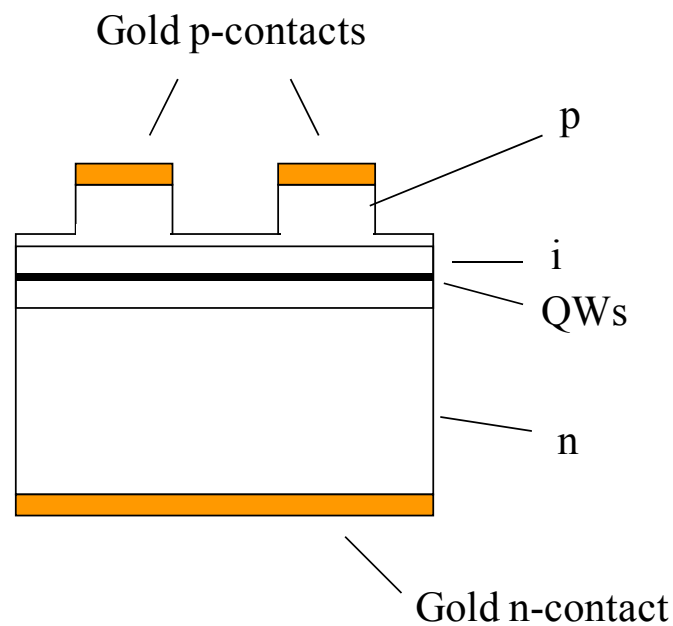


Figura 5.1.1 – Esquemático de los láseres acoplados lateralmente.

Cada uno de los guías láser se han diseñado para tener una anchura de aproximadamente 4 μm de forma a que apenas emita el modo lateral fundamental. Los dispositivos se han crecido usando *solid source molecular beam epitaxy* (MBE) y procesados en el *Opoelectronic Research Centre* en Tampere (Finlandia). El sustrato está compuesto por InP tipo *n* sobre el cual se han crecido las capas de guías de onda que contienen cinco *Quantum Well* de AlGaInAs/InP con una anchura de 5 nm. La longitud de onda de emisión se encuentra alrededor de 1325 nm. Las guías acopladas se han obtenido por un proceso de grabado por plasma. La superficie superior se ha

revestido con una capa de SiO_2 y en la parte superior de cada uno de los guías se han insertado contactos de oro. El contacto tipo p es la parte superior de la guía mientras que el contacto tipo n se encuentra, también en oro, en el sustrato del dispositivo. En la figura 5.1.2 se presenta una imagen obtenida por microscopia de barrido electrónico (SEM – *Scanning Electron Microscopy*). La anchura de los guías es de $3,65\ \mu\text{m}$ y en este caso la separación es de $4,77\ \mu\text{m}$.

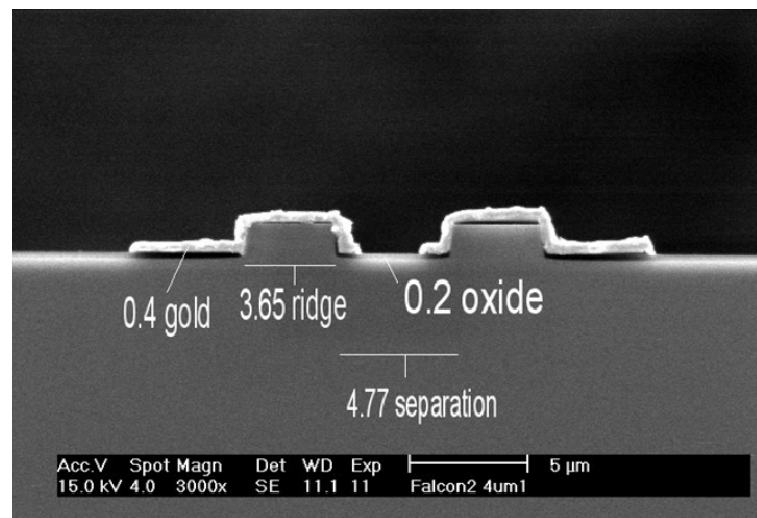


Figura 5.1.2 - Imagen de una de las caras del laser acoplado lateralmente mostrando los contactos de oro en la parte superior de cada guía láser. La anchura de las guías es de $3,65\ \mu\text{m}$ separadas entre $4,77\ \mu\text{m}$.

La oblea se ha cortado de forma a obtener chips laser individuales con longitudes de cavidad de $300\ \mu\text{m}$ y $500\ \mu\text{m}$ (Figura 5.1.3). Ningún tratamiento posterior se ha aplicado a las facies del láser [2].

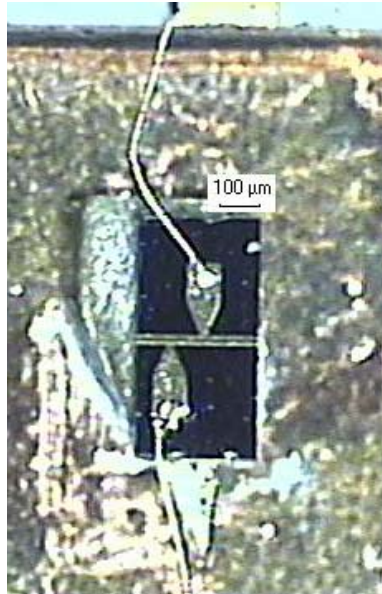


Figura 5.1.3 – Imagen obtenida por microscopia común de un dispositivo LCDL con una longitud de cavidad de 300 μm .

Para un mejor manejo de los dispositivos y para permitir la modulación a altas tasas de repetición, el *chip* laser se ha colocado en una montura con conectores tipo *K* que soportan modulaciones hasta 40 GHz. Estas monturas contienen un Peltier y un termistor para control de la temperatura de operación de los dispositivos. Esta montura y el ensamblaje del laser se ha llevado a cabo en el *Institut D'Electronique, de Microelectronic, et de Nanotechnologie* IEMN en Lille (Francia). En la figura 5.1.4 se presenta una imagen de estas monturas. Cabe destacar que cada uno de los láseres tiene un conector asociado que, de esta forma, se puede inyectar y modular independientemente cada uno de ellos. Esta característica del montaje de los dispositivos se ha verificado fundamental en el estudio de la dependencia de los fenómenos de acoplo y de dinámica no-lineal con la corriente de inyección.

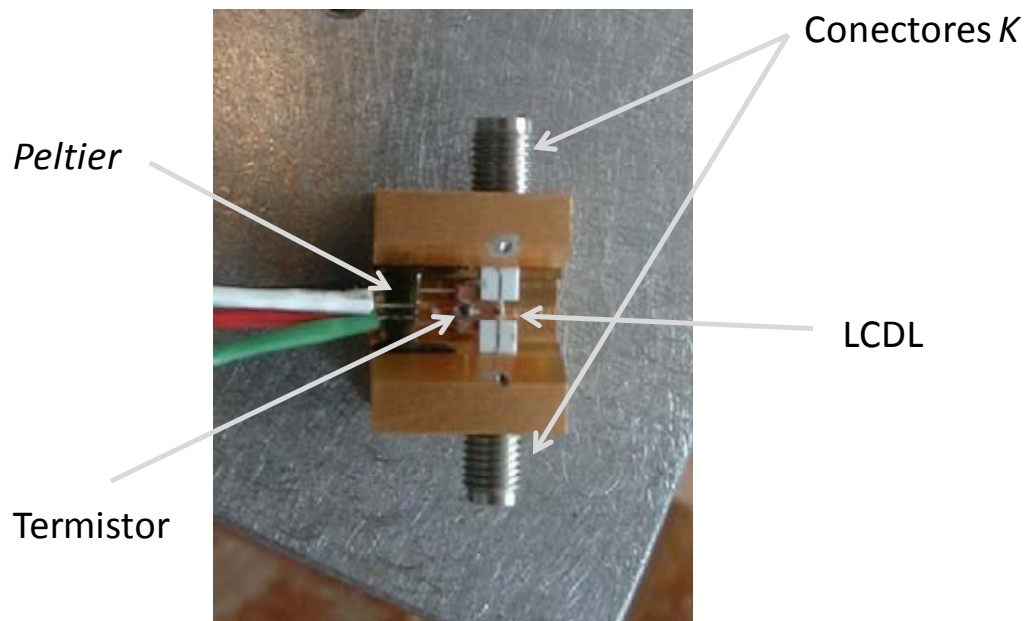


Figura5.1.4 – Imagen de la montura de los dispositivos FALCON.

5.2. Características individuales de los guías láser

En este apartado se describen las principales características de cada uno de los guías de los dispositivos LCDL. Aquí se mostraran sus características I-P, su espectro de modos longitudinales y su respuesta en frecuencia. Una vez que existe una gran cantidad de dispositivos y que no existe una gran diferencia entre dispositivos de distintas separaciones entre guías cuando apenas se polariza uno de los láseres, se presentaran apenas los dispositivos más representativos por cada longitud de cavidad.

5.2.1. Características I-P

Los LCDL con una cavidad de $500\ \mu\text{m}$ presentan una corriente umbral comprendida entre 30 mA y 35 mA. Aunque los dos guías son idénticos, en algunos casos, el umbral varía entre ellos. Esto se debe a una incertidumbre en la reflectividad de las caras del dispositivo provocada por el proceso de corte de la oblea [2]. En la figura 5.2.1.1 se

muestran dos curvas I-P de dispositivos con separaciones entre guías de 2 μm (figura 5.2.1.1 (a)) y 4 μm (figura 5.2.1.1 (b)).

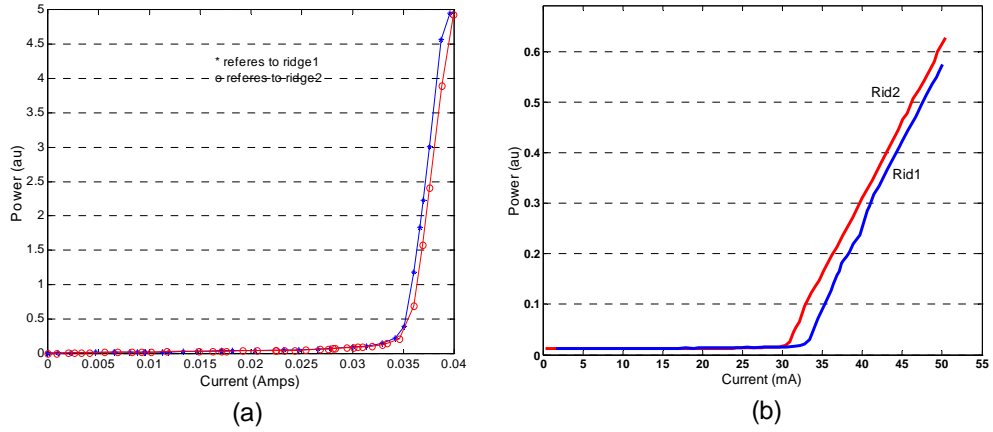


Figura 5.2.1.2 – Curvas I-P de los láseres con una cavidad de 500 μm y separación de (a) 2 μm y (b) 4 μm .

El dispositivo con una separación de 2 μm entre guías presenta una simetría entre las umbrales de cada uno de los láseres, siendo $I_{th} = 35 \text{ mA}$. En el segundo LCDL (4 μm de separación) existe una diferencia entre las umbrales de cada uno de los láseres, siendo $I_{th}(\text{Rid1}) = 33 \text{ mA}$ y $I_{th}(\text{Rid2}) = 30 \text{ mA}$.

En los dispositivos de 300 μm se verifica una disminución del umbral láser debido a que las pérdidas en la cavidad láser son inversamente proporcionales a la longitud de la cavidad [4]. El umbral de estos LCDL se ha hallado entre 22 mA y 28 mA dependiendo del dispositivo. En la figura 5.2.1.2 se muestran las curvas I-P de dispositivos con una cavidad de 300 μm y separación entre guías de 4 μm (4.3.2.2 (a)) y 6 μm (4.3.2.2 (b)). Las corrientes umbrales son de $I_{th}(\text{Rid1}) = 24 \text{ mA}$ y $I_{th}(\text{Rid2}) = 25.5 \text{ mA}$ para el dispositivo con separación de 4 μm y de $I_{th}(\text{Rid1}) = 23 \text{ mA}$ y $I_{th}(\text{Rid2}) = 24 \text{ mA}$ para el de 6 μm .

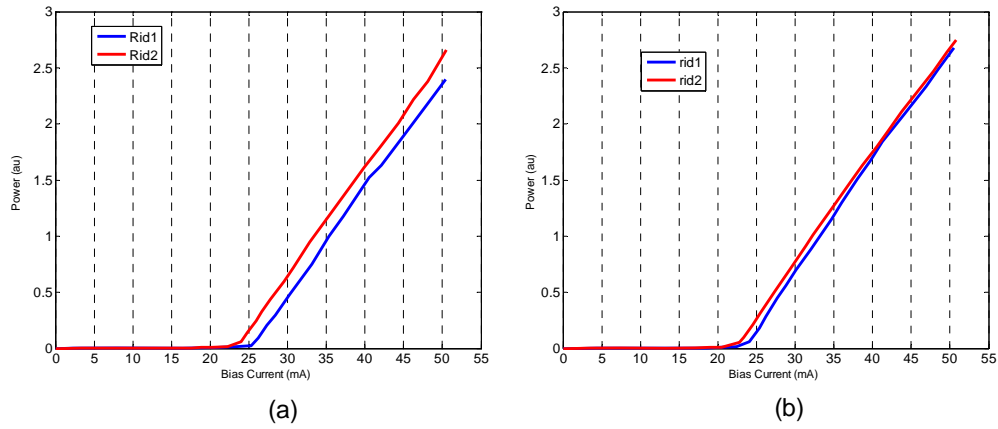


Figura 5.2.1.3 - Curvas I-P de los láseres con una cavidad de 300 μm y separación de
(a) 4 μm y (b) 6 μm .

5.2.2. Espectro de modos longitudinales, de campo cercano y campo lejano

Siendo estos láseres compuestos de una cavidad Fabry-Perot su espectro de emisión se compone de varios modos longitudinales. Polarizando solo uno de los guías del dispositivo por encima del umbral, el espectro de modos longitudinales obtenido se presenta en la figura 5.3.2.1 para (a) una cavidad de 500 μm y (b) una cavidad de 300 μm . En la parte superior de la figura se presenta el espectro de campo cercano para cada uno de los dispositivos. La separación entre modos longitudinales viene dada por

$$\Delta\nu = \left| c \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} \right|$$

donde λ es la longitud de onda central, y c es la velocidad de la luz en el vacío. En el dispositivo con longitud de cavidad de 500 μm la separación entre modos longitudinales es de 85 GHz, mientras que en dispositivo con 300 μm de longitud la separación es de 140 GHz.

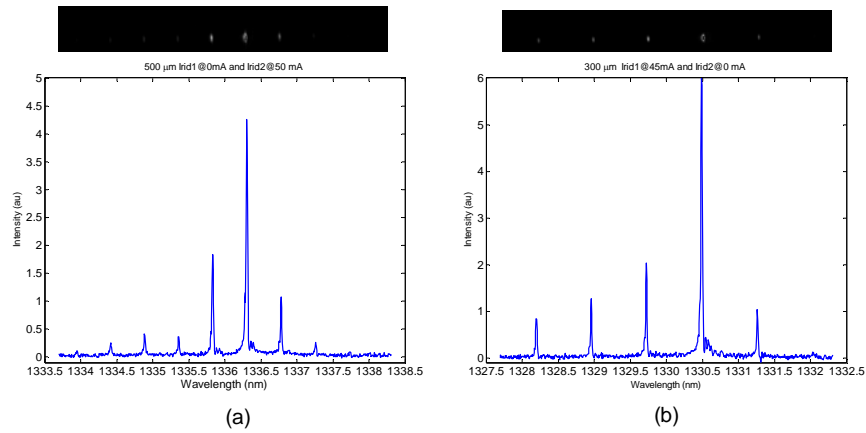


Figura 5.2.2.1 – Espectro de modos longitudinales (abajo) y de campo lejano (arriba) para una cavidad de: (a) 500 μm ; (b) 300 μm .

En la figura 5.2.2.2, se presenta el espectro de FF para los tres modos longitudinales con más intensidad para el dispositivo correspondiente a la figura 5.2.2.1 (a). Como se puede observar, el láser emite en el modo lateral fundamental presentando un ángulo de divergencia aproximado de 16° .

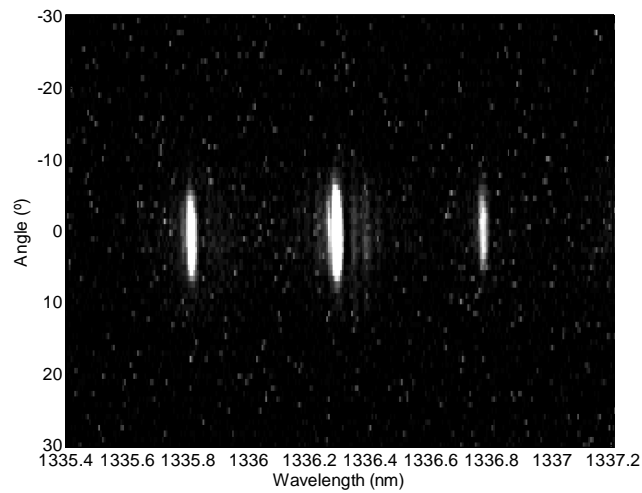


Figura 5.2.2.2 – Campo lejano de los tres modos con más intensidad correspondiente a la figura 5.2.2.1 (a).

5.2.3. Respuesta en frecuencia

A partir de la medida de la respuesta en frecuencia se conoce el máximo ancho de banda de modulación de un dispositivo láser [5]. Polarizando un solo guía láser del LCDL, se observa que el dispositivo se comporta como una sistema de segundo orden, presentando un pico de amplitud, correspondiente a la frecuencia de relajación de oscilación, que aumenta según el aumento de la corriente, y un *roll-off* de -40 dB/década. El ancho de banda del LCDL con cavidad de 500 μm es de 1.2 GHz, 1.8 GHz, 2.4 GHz y 2.7 GHz para una corriente de inyección de 38 mA, 41 mA, 45 mA y 50 mA, respectivamente (Figura 5.2.3.2 (a)). El láser con 300 μm de longitud de cavidad tiene un comportamiento en todo similar, pero presenta un ancho de banda superior (Figura 5.2.3.2 (b)). Este efecto se debe fundamentalmente a la menor longitud de la cavidad.

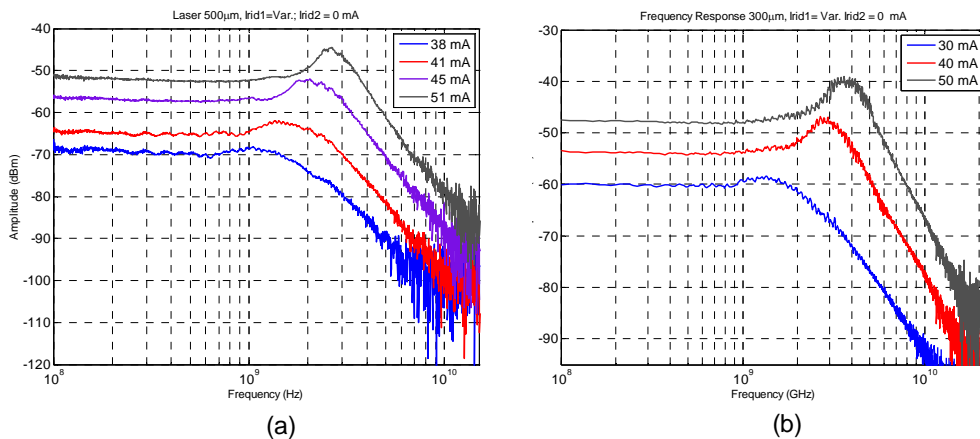


Figura 5.2.3.1 – Respuesta en frecuencia de los dispositivos LCDL cuando se polariza solamente un guía, siendo su longitud de la cavidad: (a) 500 μm y (b) 300 μm .

5.2.4. Espectro de RIN

De la misma manera que la respuesta en frecuencia, con la medida del espectro de RIN de un láser se conoce la frecuencia de relajación de oscilación. Además para la

caracterización de dispositivos para su utilización en telecomunicaciones, esta medida nos permite conocer el nivel de ruido añadido por el laser a un sistema de comunicaciones [4]. En la figura 5.2.4.1 se presenta la medida del espectro de RIN para un dispositivo de 500 μm de longitud y 3 μm de separación entre guías. El máximo de RIN se halla a la frecuencia de relajación de oscilación y tiene un valor cercano a -140 dB/Hz.

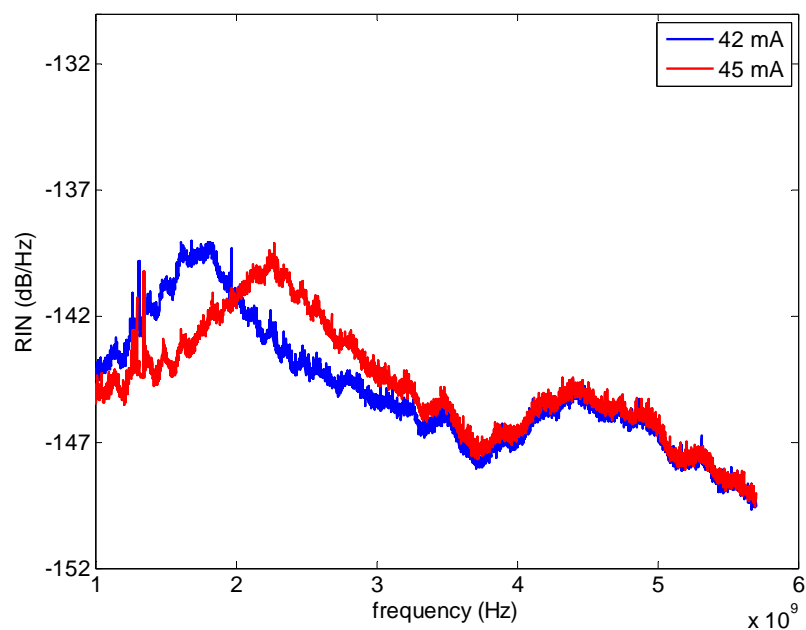


Figura 5.2.4.1 – Espectro de RIN para un LCDL cuando se polariza solamente un guía.

5.3. Espectro óptico, de campo cercano y campo lejano LCDL

En este apartado se describe el espectro de emisión en FF y NF cuando se polarizan los dos láseres. Inyectando una corriente igual y por encima del umbral en cada uno de los guías, estos dispositivos emiten los modos laterales *in-phase* y *out-of-phase*.

En la figura 5.3.1 se muestra el espectro de modos longitudinales y el NF cuando el dispositivo con una cavidad de 500 μm y separación entre guías de 2 μm está polarizado con una corriente de inyección de 45 mA en ambos guías láser (la corriente umbral de este dispositivo se halla en 35 mA para las dos guías láser).

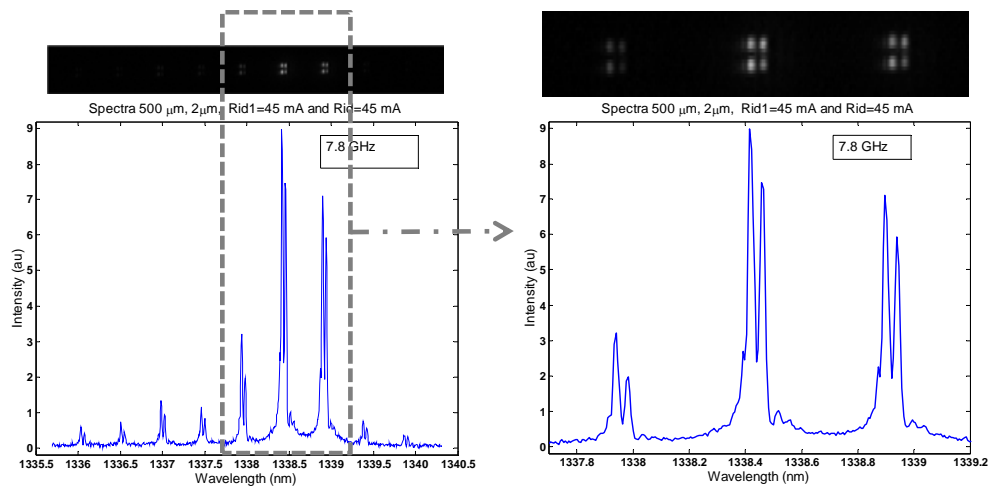


Figura 5.3.1 – A la izq. - espectro de modos longitudinales (abajo) y espectro NF (arriba) del dispositivo de 500 μm de longitud y 2 μm de separación con polarización de 45 mA en ambos láser; a la der. – zoom de los tres modos longitudinales dominantes.

En el espectro NF (Figura 5.3.1 arriba), la línea superior se refiere a la emisión del *Ridge1* y la inferior a la del *Ridge2*. En esta figura se observa cómo cada modo longitudinal se divide en dos modos laterales separados 7.8 GHz (en la derecha se presenta un zoom de los modos longitudinales dominantes para mejor visualización de los modos laterales). Los modos longitudinales están separados 85 GHz entre ellos. Para identificar qué modo lateral emite a qué frecuencia, hay que medir el espectro de campo lejano (de *Far Field*, FF). En la figura 5.3.2 se presenta el espectro FF para las mismas condiciones de polarización que en la figura 5.3.1, y representando los 3 modos longitudinales de máxima potencia. Aquí se puede ver que el modo OOP se caracteriza por un cero de intensidad a 0° , mientras que el modo IP se caracteriza por su máximo pico de potencia emitir a 0° . Como se observa en la figura, el modo OOP emite a menor longitud de onda que el modo IP. A partir de estas medidas espectrales

se verifica la existencia de acoplo óptico lateral y la coexistencia de los dos modos laterales [8]. Resultados similares se han publicado en [6].

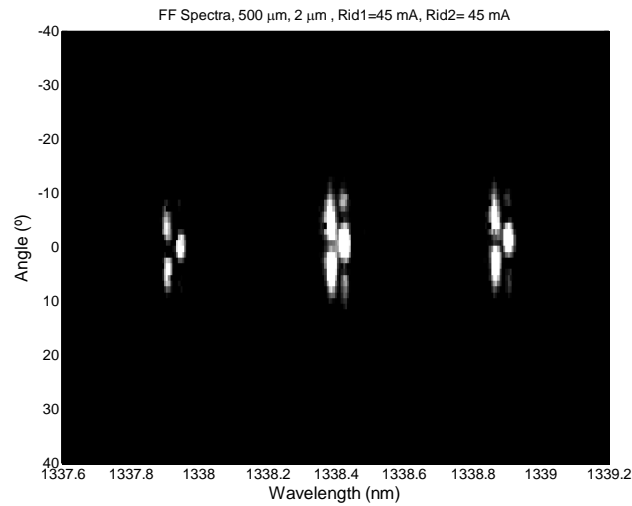


Figura 5.3.2 – Espectro de FF para una corriente de inyección de 45 mA en Ridge1 y 45 mA en el Ridge2 donde se observan la emisión simultanea de los modos IP y OOP.

Sin embargo si la corriente aplicada a una de las guías es cercana a su umbral, solo se observa la emisión del modo en contra fase. En la figura 5.3.3 se presenta el espectro de emisión y de NF para una corriente de inyección de 45 mA aplicada al Ridge1 y 32 mA aplicada al Ridge2.

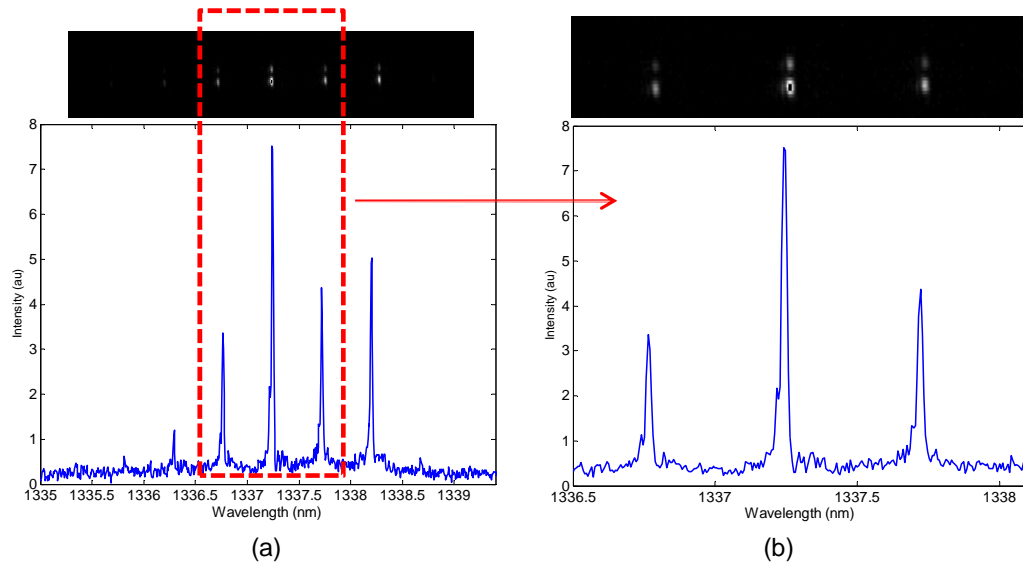


Figura 5.3.3 – (a) Espectro de emisión (abajo) y de NF (arriba) para una corriente de inyección de 45 mA aplicada al Ridge1 y 32 mA aplicada al Ridge2;
(b) zoom de la selección indicada en (a).

Como se observa en esta figura, cada modo longitudinal emite a la misma longitud de onda en ambas guías láser. Para identificar el modo lateral que se está emitiendo se analiza el espectro en FF, que se presenta en la figura 5.3.4 (para una mejor visualización solo se representa la región indicada en la figura 5.3.3 (b)). En se verifica que el modo emitido corresponde al modo OOP caracterizado por un cero de intensidad a 0° . Este resulta indica que el modo OOP tenga un umbral menor que el modo IP (aunque este tenga una menor energía asociada) por el hecho de una mayor absorción entre guías [7] [8].

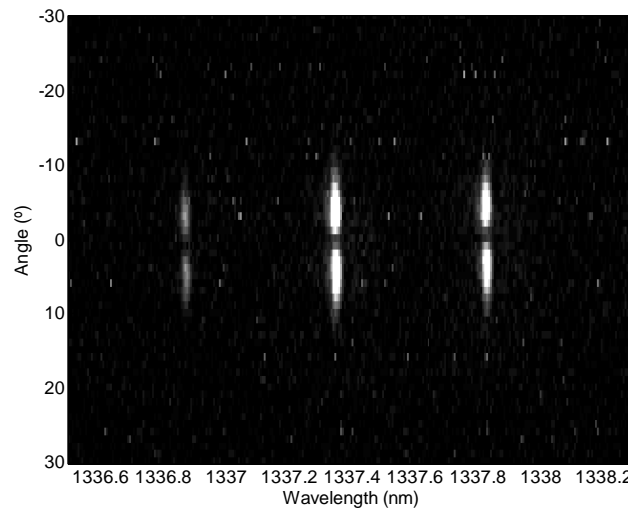


Figura 5.3.4 – Espectro de FF correspondiente a las corrientes indicadas en la Figura 4.4.3 donde apenas se observa la emisión del modo OOP.

5.4. Respuesta en frecuencia de diodos laser acoplados lateralmente

Como se ha descrito en el capítulo 3 de esta tesis el acoplo lateral tendría un gran efecto en la respuesta en frecuencia del láser [9] [10]. En la figura 5.4.1 se presenta la respuesta en frecuencia del láser en las condiciones de polarización definidas anteriormente en la figura 5.3.1. Como se puede observar, el dispositivo presenta dos frecuencias de resonancia, la de relajación de oscilación y una segunda resonancia a 7,8 GHz. Esta segunda frecuencia presenta un *roll off* de 100 dB/década [11]. Analizando el espectro óptico se verifica que la segunda resonancia ocurre a la frecuencia de separación entre modos laterales [8].

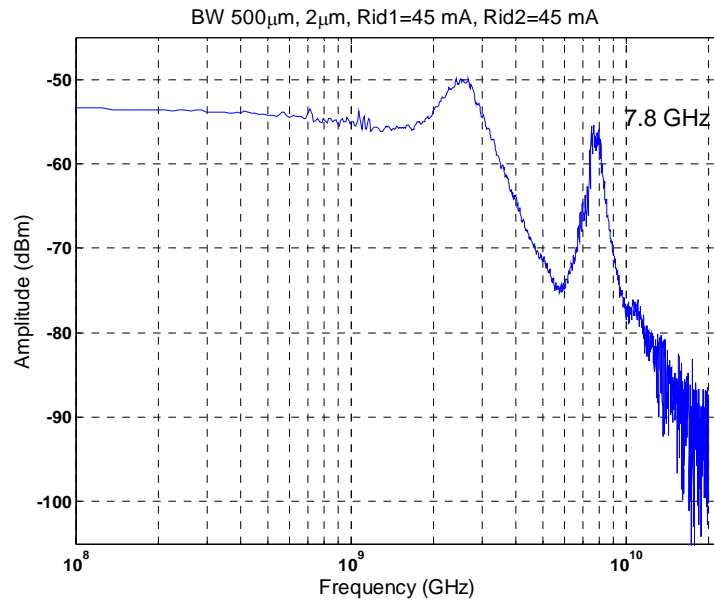


Figura 5.4.1 – Respuesta en frecuencia del LCDL demostrando la existencia de una segunda resonancia a la frecuencia diferencia entre los modos laterales.

5.5. Espectro de RIN en láseres acoplados lateralmente

Polarizando los dos láseres del LCDL, los modos laterales están emitiendo, como se ha descrito en el apartado 5.4, esto implica la existencia de una nueva resonancia a la frecuencia diferencia entre los modos laterales. En el espectro del RIN este mismo fenómeno es observado. En la figura 5.5.1 se presenta la medida del espectro de RIN para las condiciones de polarización indicadas para el caso de la figura 5.4.1. Como se observa en esta figura, la interacción entre los dos modos laterales implica la existencia de un tono a 7.9 GHz, aproximadamente el valor hallado en la respuesta en frecuencia [12].

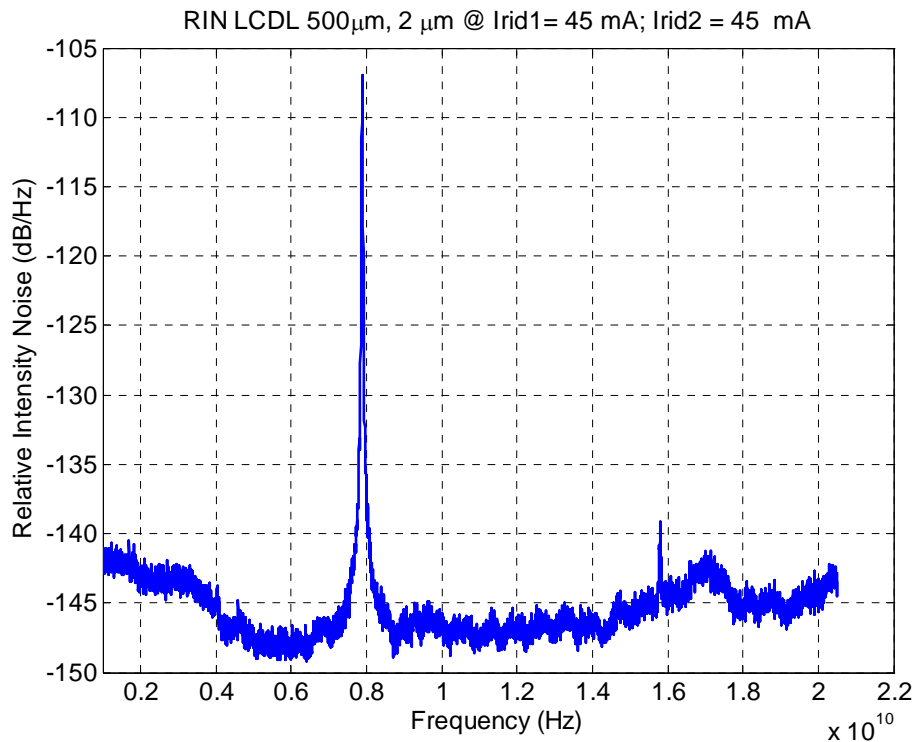


Figura 5.5.1 – Espectro de RIN del LCDL demostrando la existencia de un tono a la frecuencia diferencia entre los modos laterales.

5.6. Efecto de la corriente de inyección asimétrica en los LCDL

Como se ha descrito anteriormente, la polarización de cada uno de los guías del LCDL se hace de forma independiente. En este apartado se analizara el efecto de la inyección asimétrica de corriente en cada uno de los guías en la frecuencia de interacción entre los modos y en las corrientes umbral.

#

5.6.1. Variación de la corriente umbral

En este apartado se estudia el efecto de la corriente inyectada en uno de los guías sobre la característica IP del otro guía. El dispositivo utilizado para este estudio tiene una cavidad de 500 μm y separación entre guías de 2 μm . En la figura 5.6.1.1 se presenta la curva característica IP del *Ridge1* para distintos valores de corriente de polarización aplicadas al *Ridge2*. Cuando el *Ridge2* no está polarizado, la corriente umbral del

Ridge1 se halla en 35 mA. Incrementando la corriente de inyección en el *Ridge2*, pero manteniéndola por debajo de su umbral propio ((la corriente umbral del *Ridge2* es también de 35 mA), se verifica que la umbral del *Ridge1* disminuye hasta 30 mA (para una corriente de 32 mA). Esto es debido a una disminución de las pérdidas en el *ridge1* por efecto de una inyección extra de fotones por campo evanescente y de la dispersión de portadores del *Ridge2* en el *Ridge1*. Para corrientes de inyección iguales o superiores a 34 mA, el *Ridge2* está siempre por encima de umbral. La disminución de la corriente umbral del *Ridge1* no es tan acentuada como en el caso anterior. Esto se debe a una estabilización de la difusión de portadores [13].

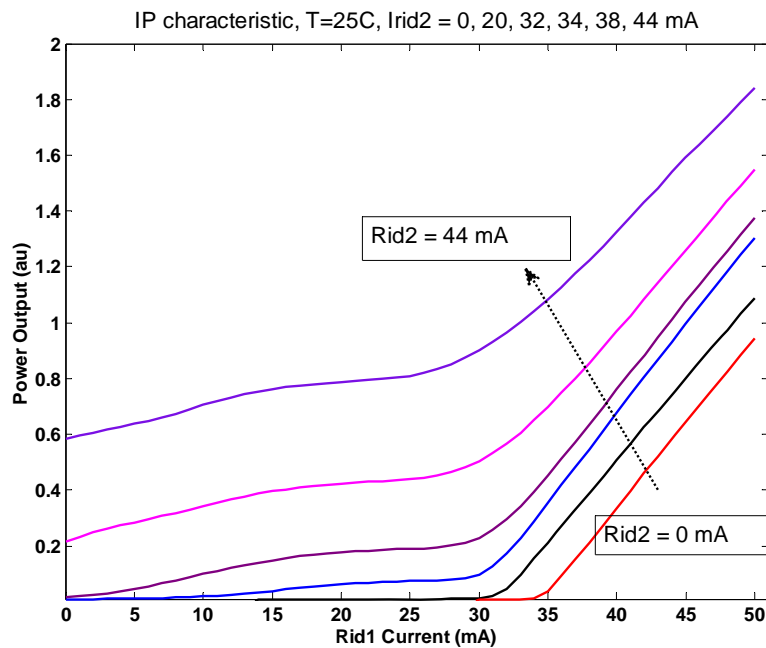


Figura 5.6.1.1 Curva característica IP del Ridge1 para distintos valores de la corriente de inyección aplicados al Ridge2 [13].

5.6.2. Variación de la frecuencia de relajación de oscilación

De la misma forma que se verifica una variación de la corriente umbral de un guía por efecto de la corriente aplicada en el otro guía, se verifica una variación de la frecuencia

de relajación de oscilación por el mismo fenómeno. En la figura 5.6.2.1, se presenta la respuesta en frecuencia para dos distintas corrientes de inyección aplicadas al LCDL donde se puede observar el aumento de la frecuencia de relajación de oscilación del *Ridge1* por el efecto de inyección de corriente en el *Ridge2*. Las respuestas en frecuencia presentadas se miden posicionando la fibra delante del guía al que se aplica la modulación en pequeña señal (*Ridge1*). Estas curvas se han medido para una corriente aplicada al *Ridge1* de 45 mA y 0 mA al *Ridge2*, en donde la frecuencia de relajación de oscilación del *Ridge1* se halla a 1.9 GHz, aumentando la corriente inyectada al *Ridge2* a 45 mA se verifica una aumento de la frecuencia de relajación de oscilación hasta 2.6 GHz.

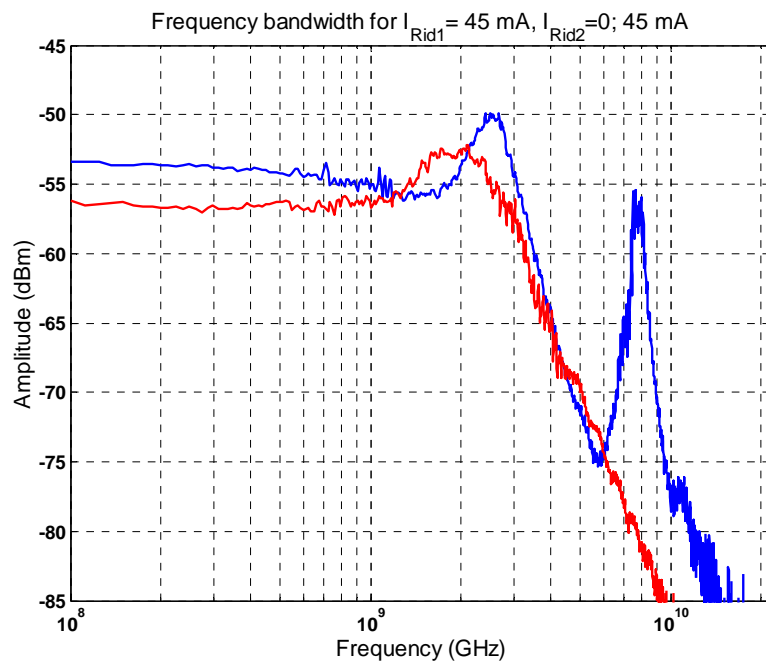


Figura 5.6.2.1 – respuesta en frecuencia del LCDL manteniendo constante la corriente inyectada al guía en estudio (*ridge1*) para dos valores distintos aplicados al *Ridge2*.

En la figura 5.6.2.2, se presenta la evolución de la frecuencia de relajación de oscilación del *Ridge1* para distintos valores de corriente de polarización aplicados al *Ridge2*. Para una corriente aplicada al *Ridge2* de 0 mA, se observa que la frecuencia de relajación de

oscilación presenta una dependencia cuadrática con la corriente aplicada al *Ridge1*. Aumentando la corriente aplicada al *Ridge2* a 25 mA (por debajo del umbral), existe un aumento constante del valor de la frecuencia de relajación de oscilación. Esto se debe a una disminución de la corriente umbral por efecto de la disminución de la difusión de portadores [12], tal y como se ha discutido en el apartado 5.6.1.

Para corrientes de inyección superiores al umbral, se observa un cambio en la pendiente de la dependencia de la frecuencia de relajación de oscilación con la corriente de polarización. Esto se debe a la existencia de los modos laterales IP y OOP y al funcionamiento conjunto de los dos guías láser. Si nos fijamos en la curva correspondiente a una inyección de corriente de 34 mA en el *Ridge2*, verificamos la existencia de dos segmentos distintos. El primero está comprendido entre 36 mA y 42 mA, y el segundo para corrientes superiores a 43 mA. Entre ellos se verifica un cambio en la pendiente que se debe a la existencia de apenas el modo OOP (primer segmento) o de ambos modos laterales (según segmento). Con estos resultados se evidencia la existencia de acoplo óptico entre los dos guías y el efecto que tienen los modos laterales en los parámetros básicos de la dinámica de cada uno de los dispositivos.

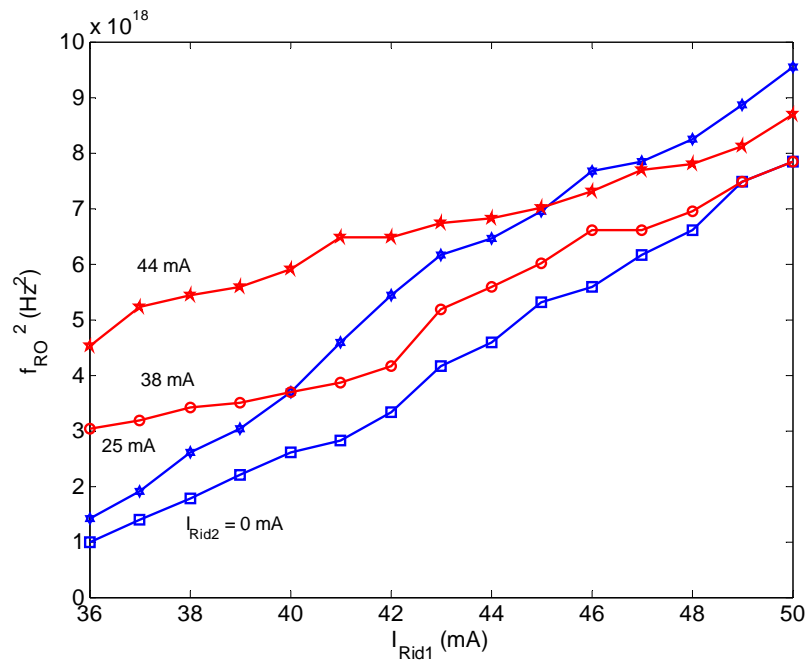


Figura 5.6.2.2 – variación de la dependencia de la frecuencia de relajación de oscilación del Ridge1 con la corriente de inyección para distintos valores de polarización aplicados al Ridge2 [13].

5.7. Conclusiones y discusión de resultados

En el primer apartado de este capítulo se han descrito los dispositivos láser acoplados lateralmente de varias dimensiones fabricados en el ámbito del proyecto Europeo FALCON. Posteriormente se han presentado resultados experimentales genéricos que describen algunas de las principales características de funcionamiento de los láseres acoplados lateralmente. Estos resultados son la base para el desarrollo de los próximos capítulos en donde se identificarán y analizarán los varios regímenes de funcionamiento observados en láseres acoplados lateralmente.

En estos dispositivos se ha verificado que cuando funcionan conjuntamente, emiten los dos modos laterales IP y OOP. Esta emisión es estable y da origen a una nueva resonancia a la frecuencia de separación entre los modos laterales. Si la polarización de uno de los guías está cercana a su umbral, apenas se verifica la emisión del modo OOP debido a la pérdida en la región entre las guías.

Aplicando una asimetría en la polarización aplicada a los láseres, se verifica que la existe una variación en la frecuencia de separación entre los modos. Esta variación presenta una característica tipo parabólica para dispositivos con corrientes umbrales iguales. Si existe una diferencia en las umbrales, se verifica un desplazamiento de la curva, observándose apenas una rama de la misma. Esto se debe a una diferencia en la longitud de onda de emisión entre las dos guías para una misma corriente de polarización.

La inyección de corriente conjunta influye en las características básicas de cada uno de las guías individuales. Sus corrientes umbrales disminuyen por efecto de una disminución de las pérdidas. También se verifica una alteración en la dependencia de la frecuencia de relajación de oscilación con la corriente de inyección cuando se polarizan las dos guías permitiendo identificar la existencia de acoplo óptico entre guías.

Las previsiones teóricas descritas en el capítulo III y basadas en los trabajos realizados en las referencias [9] y [10] indican la imposibilidad de emisión de los dos modos laterales de forma conjunta. Siendo que la existencia de un nuevo pico en la respuesta en frecuencia se debía a la modulación en contra fase de los dos láseres.

Tal y como se ha descrito en este capítulo, los láseres acoplados lateralmente emiten ambos modos IP y OOP de forma conjunta y estable originando una nueva frecuencia por locking de los modos laterales que emiten a distinta longitud de onda. De esta forma, se debe hacer una aclaración sobre los dos regímenes observados y que se usará en los capítulos posteriores. Cuando el dispositivo emite, apenas, un modo lateral (el IP o el OOP), opera en phase locking. En este régimen, los campos de cada uno de los guías emiten a la misma longitud de onda y presentan una relación de fase fija entre ellos que da origen al modo lateral. Si se observan los dos modos laterales emitiendo de forma conjunta y estable, se define este régimen como lateral mode locking. La segunda frecuencia de resonancia viene dada por el locking entre los modos laterales de forma similar a lo previsto en láseres de mode-locking longitudinal [14].

Referencias

- [1] - FALCON PROJECT webpage
- [2] - B.J. Roycroft, P. Sipilä, P. Melanen, P. Savolainen, M. Pessa, M. Leonés, S. Pérez, G. Carpintero, H. Lamela, "Experimental characterization and analysis of the static behavior of a two-ridge InGaAsP laterally coupled laser", Proc. SPIE, Vol. 4283. no 38. January 2001.
- [3] - Paul D. Hale and Dylan F. Williamns. "Calibrated Measurement of Optoelectronic Frequency Response". IEEE Transactions on microwave theory and techniques, vol. 51, no 4. April 2003.
- [4] - L.A.Coldren and S.W.Corzine, Diode and Photonic Integrated Circuits. (Wiley, 1995).
- [5] - R. Olshansky, P. Hill, V. Lanzisera, W. Powazinik, "Frequency Response of 1.3 μm InGaAsP High Speed Semiconductor Lasers", IEEE J. Quantum Electronics, vol. 23, no. 9, 1410- 1418, 1987;
- [6] Th. Wolf, F. Kappeler, B. Stegmüller, M. C.Amann, "GaInAsP twin-stripe lasers with asymmetrical waveguide channels", IEE Proceedings J, Vol. 135, Issue 1, 5-10, 1988
- [7] - G. S. Jackson, N. Holonyak, Jr., D. C. Hall; J. E. Epler, R. D. Burnham, and T. L. Paoli, "Supermode behavior of coupled two-stripe $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-GaAs}$ quantum-well heterostructure lasers" J. Appl. Phys. 62, 381, 1987;
- [8] H. Lamela, B. Roycroft, P. Acedo, R. Santos, and G. Carpintero, "Experimental modulation bandwidth beyond the relaxation oscillation frequency in a monolithic twin-ridge laterally coupled diode laser based on lateral mode locking" Optics Letters, vol. 27, no 5, pp. 303 – 305, 2002.
- [9] G. Wilson, R. DeFreez, and H. Winful, "Modulation of twin-emitter semiconductor lasers beyond the frequency of relaxation oscillation", Optics Communications, 82, 293-298, (1991).

- [10] - G. A. Wilson, R. K. Defreez, and H. G. Winful, "Modulation of phased-array semiconductor lasers at K-band frequencies," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, pp. 1696–1704, 1991.
- [11] P. Acedo, H. Lamela, B. Roycroft, G. Carpintero and R. Santos, "High Bandwidth Small Signal Modulation Response of Two Laterally Coupled Mode-Locked Diode Lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 14, pp. 1055- 1057, 2002;
- [12] - R. Santos, H. Lamela, P. Acedo, "Investigation of the dynamic behaviour of laterally coupled diode lasers by studying the noise spectrum and the small signal response", *Proc. SPIE Vol. 6184*, p. 636-641, *Semiconductor Lasers and Laser Dynamics II*. April 2006.
- [13] - G. Carpintero, R. Santos, and H. Lamela, "Experimental evidence of coupling effects in a twin-ridge laser," *Optics Letters*, vol. 34, no. 8, 2009.
- [14] - K. Y. Lau, "Narrow-band modulation of semiconductor lasers at millimeter wave frequencies (>100 GHz) by mode locking", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 26, pp250-261, (1990)

6. Estudio experimental del fenómeno de locking
en láseres acoplados lateralmente.

En el capítulo anterior se han definido las características de básicas de los diodos láser acoplados lateralmente. Dentro de las características de funcionamiento se destacan la emisión estable de los modos laterales in-phase y out-of-phase que, por lateral mode locking, generan una segunda resonancia a la frecuencia diferencia de los modos laterales. Sin embargo estas características de emisión dependen de las condiciones de polarización aplicadas al dispositivo. En este capítulo se presenta el estudio de los distintos regímenes de funcionamiento observados en los láseres acoplados lateralmente. Para realizar dicho estudio se presentan dos dispositivos con distintas separaciones entre guías láser que representan en la generalidad el fenómeno locking en los láseres acoplados lateralmente. En el apartado 6.1 se estudia un dispositivo que, por sus dimensiones, soporta un régimen de lateral mode locking. En el apartado 6.2, se presenta un dispositivo con una distancia de separación entre guías mayor que el presentado en el apartado 6.1 y por lo tanto apenas presenta un régimen de phase locking.

Para realizar dicho estudio se midió simultáneamente el espectro de campo lejano y el RIN tal y como se describe en el capítulo 4 de esta tesis. De esta forma se puede analizar inequívocamente la fase entre los campos eléctricos emitidos a través del campo lejano y, la fuerza de la interacción y la diferencia de frecuencia entre los campos con las medidas del RIN para cada corriente de polarización. La corriente de polarización se ha variado en cada una de las guías de forma a forzar una asimetría en el funcionamiento entre los dos láseres y de esta forma poder cambiar entre los distintos regímenes de funcionamiento.

6.1. Lateral mode locking en láseres LCDL

En este apartado se hace un estudio sobre la relación de fase entre los campos emitidos por cada uno de los guías láser. Los resultados presentados en este apartado ilustran los distintos regímenes de locking que se observan en estos dispositivos.

6.1.1. Regímenes de funcionamiento en LCDL

Los resultados aquí presentados ilustran los distintos regímenes de funcionamiento en dispositivos que presentan el régimen de lateral mode locking. Para ilustrar dicho funcionamiento se selecciona un dispositivo LCDL con 500 μm de longitud de cavidad y 4 μm de separación entre guías. Se escoge este dispositivo por presentar una frecuencia de separación de modos laterales (superior a 8 GHz) hallándose por encima de la resolución de monocromador (ver Anexo 1). Este dispositivo es representativo de los distintos regímenes observados en los láseres acoplados lateralmente. La corriente umbral de Ridge1 es de 30 mA y la del Ridge2 de 32 mA. Para este análisis, la corriente de polarización del Ridge2 se fijó a 50 mA y se varió la corriente inyectada al Ridge1. Polarizando el Ridge1 por debajo de umbral, la emisión se caracteriza por el modo lateral fundamental con los modos longitudinales separados 83 GHz (figura 6.1.1 (a)), en el RIN no se observa la frecuencia de relajación de oscilación debido al alto factor de amortiguamiento a estas corrientes de polarización (figura 6.1.1 (b)).

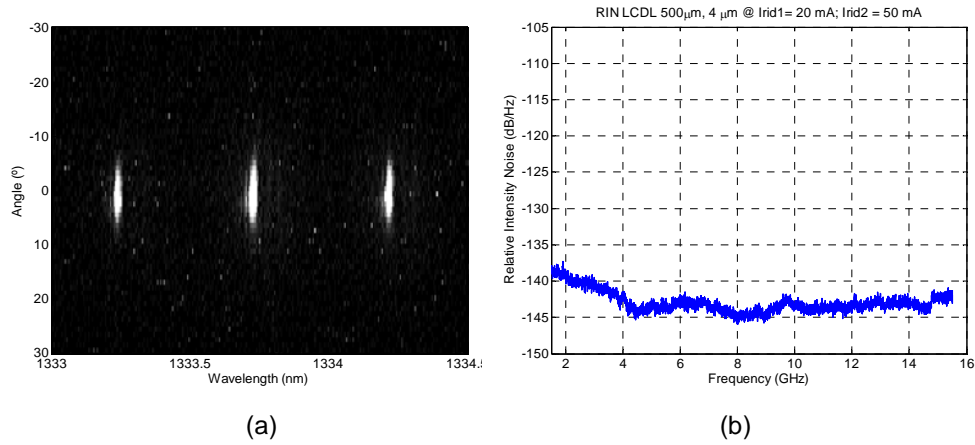


Figura 6.1.1.1 - emisión del LCDL polarizando el Ridge2 a 50 mA y el Ridge1 por debajo del umbral.

Aumentando la corriente de inyección justo por encima del umbral (30 mA) se observa solamente la emisión del modo OOP caracterizado por un duplo lóbulo con intensidad cero a 0° (figura 6.1.1.2 (a)). Esto implica la existencia de acoplo óptico entre las guías y una condición de phase locking entre los campos emitidos por cada uno de los láseres. El hecho de que el modo OOP tenga un umbral menor que el modo IP (aunque este tenga una menor energía asociada) se debe a la mayor absorción entre guías [1] [2]. En el RIN no se observan frecuencia de resonancia porque el dispositivo solo emite el modo OOP y por el damping de la frecuencia de relajación de oscilación (figura 6.1.1.2 (b)). Estos resultados son similares a los obtenidos con un laser Nd:YAG acoplado lateralmente, en que se ha observado que, cuando el dispositivo opera en phase locking, no existe un tono en el espectro de RIN [3].

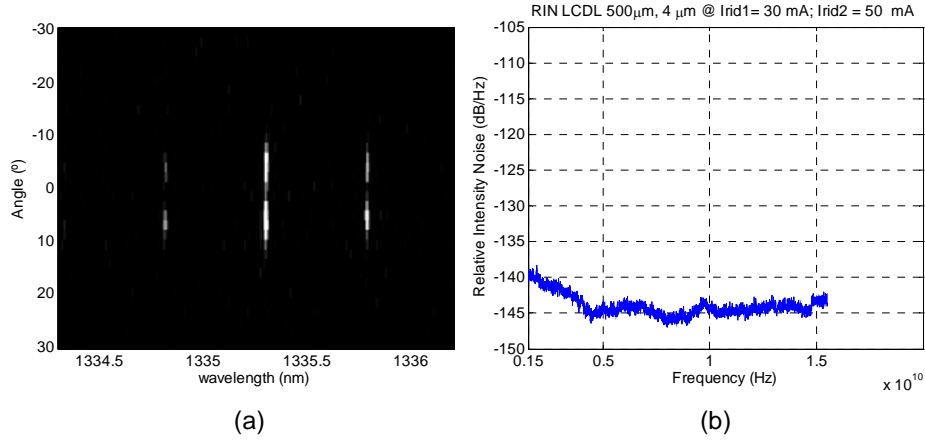


Figura 6.1.1.2 – (a) Espectro FF y (b) RIN para una corriente de polarización de 30 mA en el Ridge1 y 50 mA en el Ridge 2. Apenas emitiendo el modo OOP.

Para una corriente de inyección aplicada al Ridge1 de 33 mA se observa el umbral de emisión del modo IP (identificado por la emisión a 0°) (figura 6.1.1.3 (a)). La separación de frecuencia entre el modo IP y el modo OOP se halla a 7.6 GHz y un tono con amplitud de 7 dB/Hz (por encima del nivel de ruido) se observa en el espectro de RIN (figura 6.1.1.3 (b))

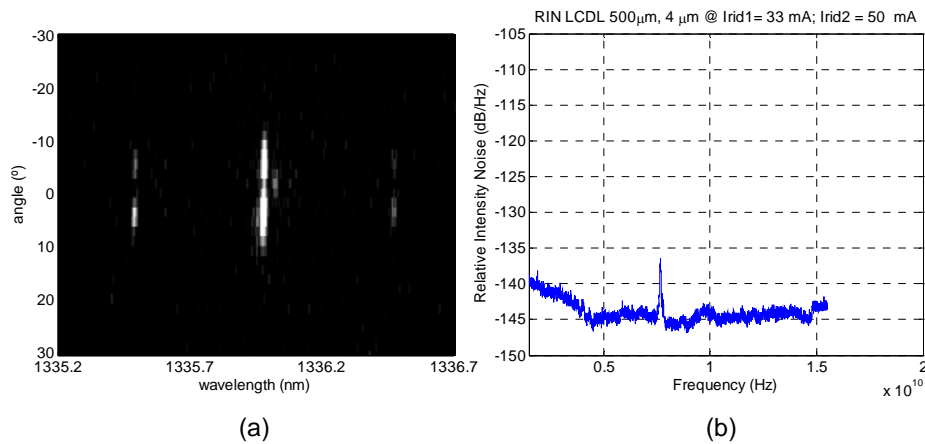


Figura 6.1.1.3 – (a) Espectro FF y (b) RIN para una corriente de polarización de 33 mA en el Ridge1 y 50 mA en el Ridge 2. Emitiendo el modo OOP y umbral del modo IP a una frecuencia de 7.6 GHz.

Por encima de 33 mA, se observa la emisión de ambos modos laterales. En la siguiente figura se muestra el espectro FF (figura 6.1.1.4 (a)) y el espectro RIN (figura 6.1.1.4 (b)) para una corriente de polarización de 36 mA en el Ridge1. Los modos laterales están separados 8.24 GHz y la amplitud del RIN aumenta para 32 dB/Hz. En el RIN, el pico que aparece a 16.5 GHz es un armónico de la frecuencia entre modos. El hecho de que la interacción entre los modos laterales presente una tan alta amplitud, nos lleva a definir este modo de operación como lateral mode locking, donde no solo existe phase locking entre los campos emitidos por cada uno de los guías (y consecuente generación de los modos laterales) como los propios modos laterales tienen una relación de fase fija entre ellos mismos.

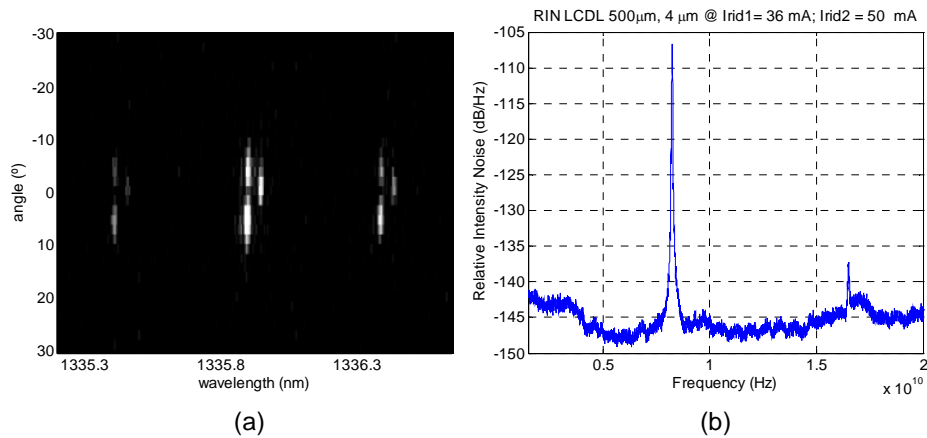


Figura 6.1.1.4 – (a) Espectro FF y (b) RIN para una corriente de polarización de 36 mA en el Ridge1 y 50 mA en el Ridge 2. Emitiendo lateral mode locking con una frecuencia entre modos de 8.24 GHz.

Incrementando la corriente aplica al Ridge1 a 43 mA, la estructura de modos laterales se torna asimétrica (figura 6.1.1.5 (a)). A estas condiciones de polarización se observa que no todos los modos longitudinales se componen de los modos laterales IP y OOP, indicando que la condición de phase locking entre guías empieza a no cumplirse.

Como consecuencia, en el espectro del RIN (figura 6.1.1.5 (b)), el tono a la frecuencia diferencia entre modos se ensancha y se verifica un descenso en su amplitud.

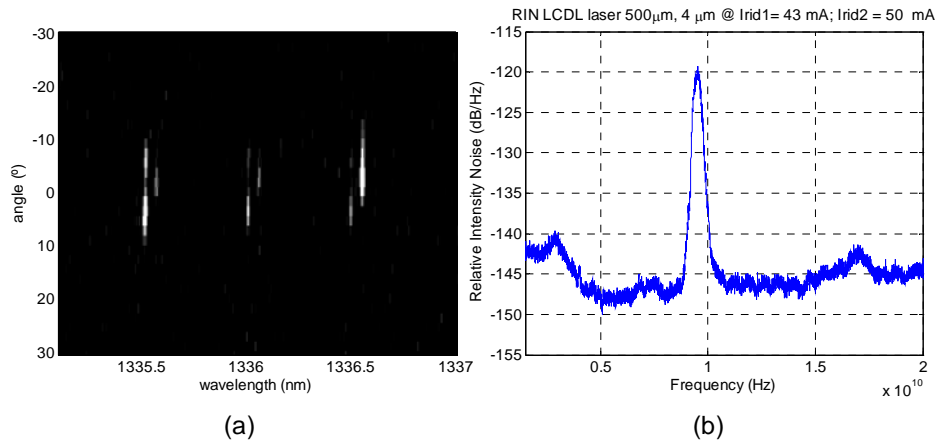


Figura 6.1.1.5 – (a) Espectro FF y (b) RIN para una corriente de polarización de 43 mA en el Ridge1 y 50 mA en el Ridge 2. La condición de phase locking empieza a no cumplirse.

Polarizando el Ridge1 a 48 mA, la relación de fase entre los campos emitidos ya no se cumple y no se observan la existencia de modos laterales en el espectro FF (figura 6.1.1.6 (a)). Cuando el dispositivo emite con estas características, estamos delante un régimen de unlocking. La separación de modos longitudinales es de 12 GHz y la amplitud del pico en el espectro de RIN es de 17 dB/Hz (figura 6.1.1.6 (b)). La existencia de un tono a la frecuencia de separación entre modos longitudinales cuando el dispositivo opera en el régimen de unlocking es similar a lo observado en los láseres Nd:YAG acoplados lateralmente [3].

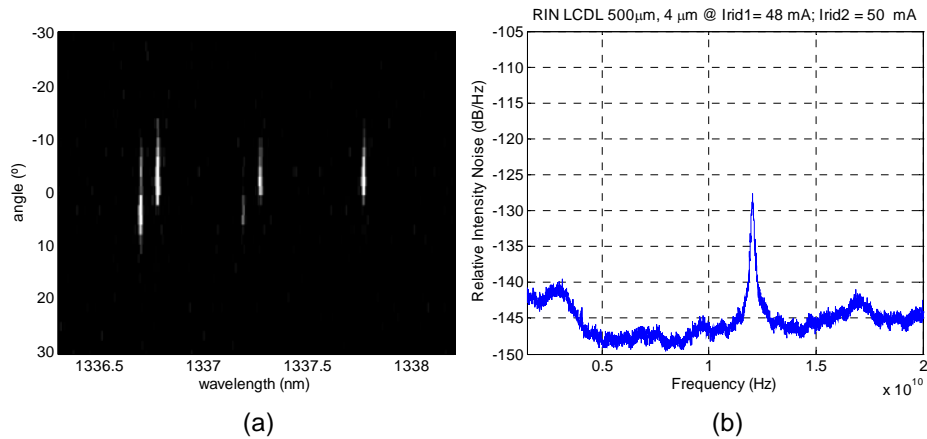


Figura 6.1.1.6 – (a) Espectro FF y (b) RIN para una corriente de polarización de 48 mA en el Ridge1 y 50 mA en el Ridge 2. Régimen de unlocking.

6.1.2. Dependencia de la amplitud de interacción y frecuencia con el régimen de locking

Un resumen de la dependencia de la amplitud de RIN y de la frecuencia de interacción entre los campos emitidos por los guías se presenta en la figura 6.1.2.1. Analizando la figura 6.1.2.1 (a) se distinguen tres zonas. La primera para una corriente aplicada al Ridge1 hasta 32 mA, donde apenas se observa la emisión del modo OOP y no se observa ningún tono en el espectro del RIN. Para corrientes superiores a esta ultima y menores que 42 mA (segunda zona) el dispositivo opera en lateral mode locking de forma estable emitiendo simultáneamente los modos IP y OOP. La amplitud del tono de resonancia se halla por encima de -110 dB/Hz (alrededor de 40 dB/Hz por encima de los -145 dB/Hz del nivel de ruido). En la tercera zona la condición de locking se quiebra y la amplitud de la interacción entre los campos desciende a -120 dB/Hz. En la zona de lateral mode locking, y por la amplitud y características del RIN, existe una relación de fase fija (enganchados) entre los modos laterales IP y OOP. En la región de unlocking, no se observa una estructura de modos laterales en la emisión de los LCDL, significando que no existe una relación de fase fija entre los campos emitidos por los

guías. El tono de RF (Radio Frecuencia) observado en el espectro de RIN es debido al batido entre los modos longitudinales de cada uno de los láseres [4].

La frecuencia de interacción entre los modos de los guías exhibe una variación entre 7.6 y 14 GHz con la corriente de inyección del Ridge1 (figura 6.1.2.1 (b)). Analizando esta figura se diferencian dos zonas con dos pendientes distintas, la primera presenta una pendiente de 0.19 GHz/mA y está comprendida entre 33 mA y 43 mA. La segunda, con una pendiente de 0.58 GHz/mA se halla para valores de corriente de inyección del Ridge1 superiores a 43 mA. En dispositivos con distintas dimensiones el rango de variación de la segunda frecuencia se presenta en el anexo 3.

Analizando las dos gráficas de la figura 6.1.2.1 se verifica que existe correspondencia en las zonas de funcionamiento indicando que no solo existe una diferencia en las características del RIN como también una distinta variación de la frecuencia de interacción de los campos en las distintas zonas de funcionamiento del dispositivo [4].

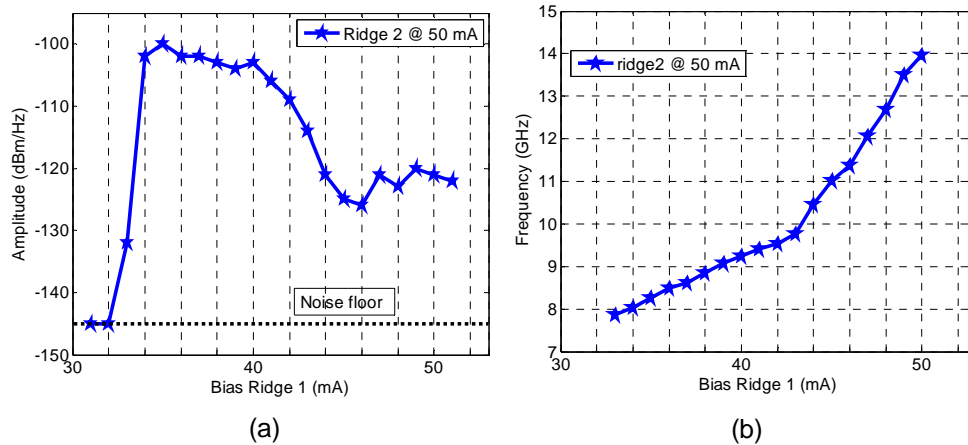


Figura 6.1.2.1 – Variación de: (a) la amplitud del RIN y (b) la frecuencia de interacción de los modos con la corriente de inyección aplicada.

6.1.3. Condición de longitud de onda de emisión en el establecimiento del régimen de locking.

En este apartado se analizarán las condiciones de emisión de cada uno de los diodos láser para que ocurra el fenómeno de locking. En el dispositivo analizado en el apartado 6.1, las corrientes de inyección a las cuales ocurre el régimen de locking son asimétricas. Para entender dicha asimetría debemos estudiar el espectro de campo cercano y analizar la longitud de onda de cada uno de los guías. En la figura 6.1.1.1 se muestra el espectro de emisión de cada uno de los guías para una corriente de inyección de 48 mA en el Ridge1 y 50 mA en el Ridge2 (iguales que en la figura 6.1.3.1) correspondiente al régimen de unlocking. En esta figura se observa que los espectros no coinciden a la misma longitud de onda. El Ridge1 emite a una longitud de onda superior (su modo longitudinal con más potencia se halla a 1338 nm) al Ridge2 (que tiene su modo con más potencia alrededor de 1336 nm).

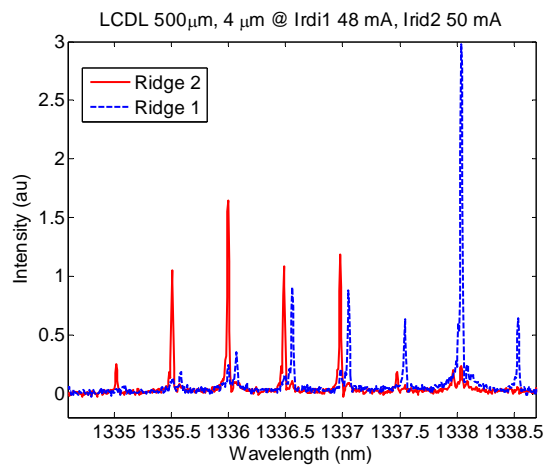


Figura 6.1.3.1 – Espectro de emisión individual de cada uno de los láseres en el régimen de unlocking.

Reduciendo la corriente aplicada al Ridge1 su longitud de onda de emisión disminuye y el LCDL está en el régimen de locking. Observando el espectro de emisión de cada uno de los guías en este régimen de operación, se verifica que existe un perfecto

solapamiento entre los dos espectros de cada uno de los guías (figura 6.1.3.2). Las corrientes de inyección aplicada al dispositivo en estos dos casos son las mismas que las descritas en las figuras 6.1.2.2 y 6.1.1.4. En la figura 6.1.3.2 (a) el dispositivo opera en phase locking donde apenas se observa el modo en contra fase. En la condición de lateral mode locking (figura 6.1.3.2 (b)), ambos modos laterales están emitiendo, los espectros están asolapados y aunque no exhiban la misma potencia en cada uno, se verifica la condición de locking descrita anteriormente.

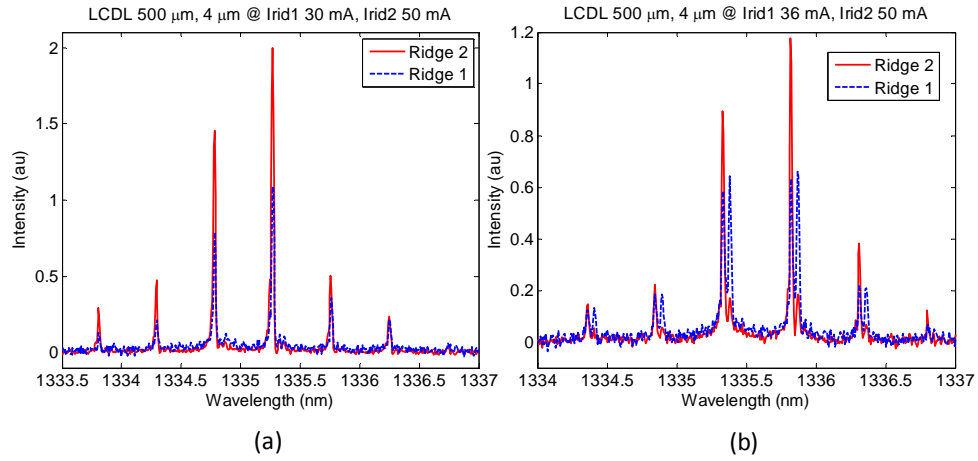
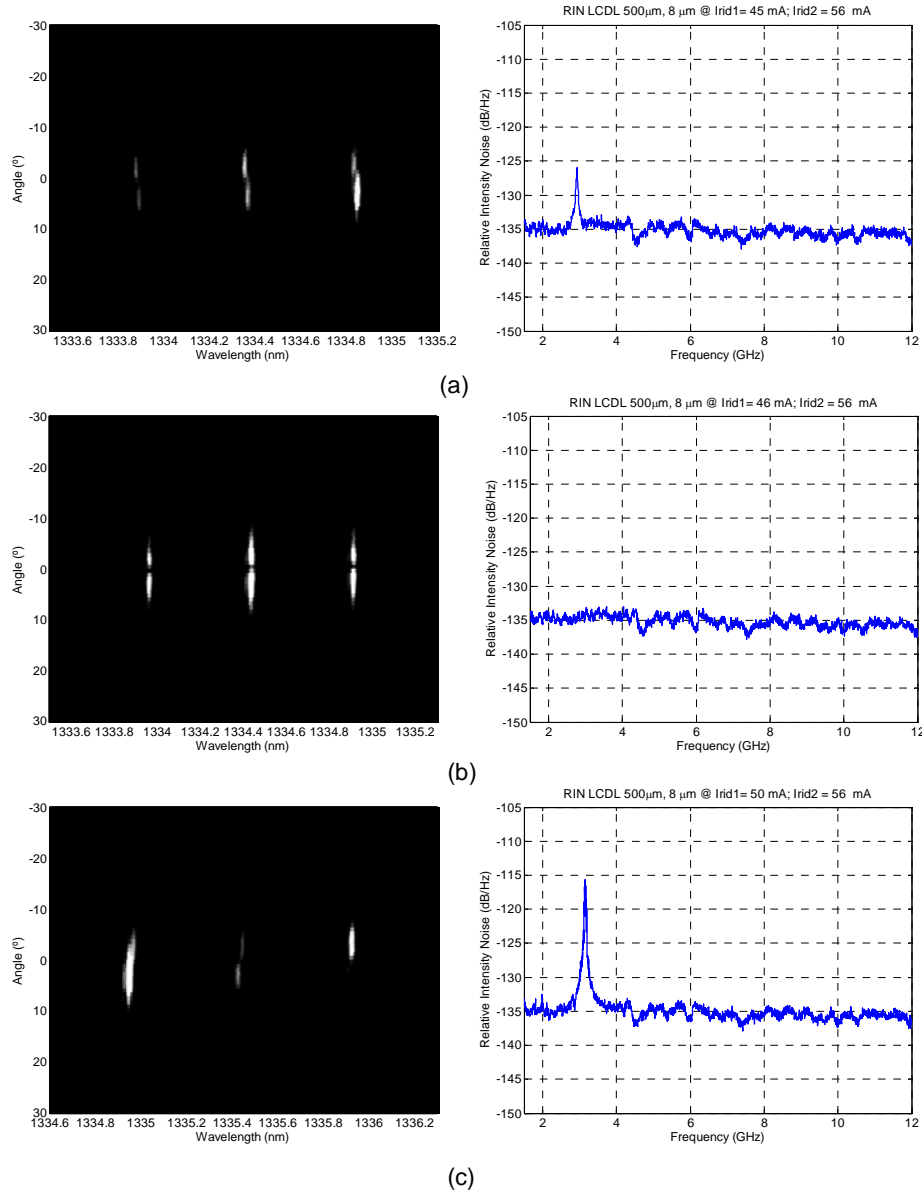


Figura 6.1.3.2 – Espectro de campo cercano en el régimen de locking: (a) phase locking; (b) lateral mode locking.

6.2. Phase locking en LCDL

En este apartado se presenta el caso de los dispositivos que apenas operan en el régimen de phase locking. Esto se observa en dispositivos cuya distancia entre guías es de 8 μm donde se observa la emisión de modo OOP y en un pequeño rango de corrientes de polarización (menor a 2-3 mA). En la figura 6.2.1 se presenta el espectro de FF para tres corrientes de polarización distintas, para un dispositivo con 500 μm de longitud de cavidad. La corriente de polarización aplicada al Ridge2 se ha fijado en 56 mA. Inyectando una corriente de 45 mA en el Ridge1 los dos láseres operan en la región de unlocking (Figura 6.2.1 (a)). El Ridge1 emite a una longitud de onda menor que el Ridge2 y en el RIN se observa la existencia de un pico de amplitud de 8 dB/Hz indicando que la diferencia de frecuencia de emisión entre los dispositivos es de 3 GHz. Aumentando ligeramente la corriente inyectada al Ridge1 a 46 mA, se observa la emisión del modo lateral OOP. El dispositivo se halla en el régimen de phase locking y en el espectro de RIN no existen resonancias (Figura 6.2.1 (b)). El dispositivo vuelve al régimen unlocking cuando se le aplica una corriente de inyección al Ridge1 de 50 mA (Figura 6.2.1 (c)). En este caso el Ridge1 emite a una frecuencia 3.5 GHz mayor que el Ridge2 observándose un pico con amplitud 17 dB/Hz a esta frecuencia en el espectro de RIN.



6.2.1 Espectro de FF (izq.) y de RIN (der.) para las condiciones de unlocking (a) phase locking (b) y nuevamente unlocking (c).

6.3. Conclusiones y discusión de resultados

El estudio descrito en este capítulo ha permitido por primera vez la identificación de los distintos regímenes de funcionamiento de un laser acoplado lateralmente. Para dispositivos con una distancia entre guías menor que $8\text{ }\mu\text{m}$, dependiendo de las corrientes aplicadas, estos pueden funcionar en: lateral mode locking, phase locking y unlocking. Para que los LCDL operen en un régimen de locking el espectro de cada uno de los láseres tienen que estar asolapados. Esta condición define las corrientes de polarización necesarias para la emisión en un régimen de locking. El régimen de phase locking se caracteriza por la emisión de apenas un modo lateral y como tal no se observa ningún tono en el espectro de RIN. Esto se debe a una mayor absorción en la región entre las dos cavidades que no permite la emisión del modo en fase. Superado el umbral de absorción, el dispositivo emite los dos modos laterales de forma estable. En este régimen se observa un tono en el espectro de RIN a la frecuencia de separación de los modos laterales con una amplitud superior a 40 dB/HZ por encima del nivel mínimo detectable. La variación de la frecuencia de lateral mode locking presenta una pendiente de 0.19 GHz/mA . Cuando los espectros de modos longitudinales dejan de estar asolapados, cada una de las guías láser pasan a emitir de forma independiente. En el espectro de campo lejano dejan de observarse los modos laterales y la amplitud del tono resultante de la interacción entre los modos se reduce a $20\text{-}25\text{ dB/Hz}$. En esta misma región se verifica que la dependencia de la frecuencia entre modos con la corriente de polarización aumenta presentando una pendiente de 0.58 GHz/mA .

Sin embargo si la distancia entre las guías láser es igual a $8\text{ }\mu\text{m}$, apenas se verifica un régimen de phase locking caracterizado por la emisión del modo en contra fase. En estos dispositivos el nivel umbral de absorción entre guías jamás llega a ser superado y por ello no se dan las condiciones de emisión del modo en fase. Este régimen se observa para un pequeño rango de corriente de polarización (en este caso 3 mA). Si las corrientes de inyección se desvían del valor para el cual se verifica el phase

locking, cada uno de los láseres emite de forma independiente y se observa un tono en el espectro de RIN de amplitud semejante al observado en el dispositivo de 4 μm .

Con estos resultados se han identificado de forma inequívoca los distintos regímenes de funcionamiento de estos dispositivos y su dependencia con las corrientes de polarización aplicadas. Además se ha estudiado la dependencia del fenómeno locking en dispositivos con distintas distancias entre cavidades láser, concluyéndose que lo que limita la existencia de un régimen de lateral mode locking es las pérdidas (o absorción) en la región entre guías láser.

Referencias

- [1] H. Lamela, B. Roycroft, P. Acedo, R. Santos, and G. Carpintero, “Experimental modulation bandwidth beyond the relaxation oscillation frequency in a monolithic twin-ridge laterally coupled diode laser based on lateral mode locking” Optics Letters, vol. 27, no 5, pp. 303 – 305, 2002.
- [2] - G. S. Jackson, N. Holonyak, Jr., D. C. Hall; J. E. Epler, R. D. Burnham, and T. L. Paoli, “Supermode behavior of coupled two-stripe $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -GaAs quantum-well heterostructure lasers” J. Appl. Phys. 62, 381, 1987;
- [3] - Jingwen Xu, K. K. Lee and Y. C. Chen, “Phase locking in a two-element laser array with detuning”, Opt. Comm., vol. 117, pp 198-206, 1995.
- [4] - H. Lamela and R. Santos, “Experimental Analysis of Locking and Unlocking Regimes in Laterally Coupled Diode Lasers”, IEEE Jornal of Quantum Electronics, Vol. 46, Issue 5, pp.827 - 831, May 2010.

7. No linealidades y caos en láseres acoplados lateralmente

En el capítulo anterior se han analizado los distintos regímenes de funcionamiento de los láseres acoplados lateralmente. Donde se ha visto que estos dispositivos presentan tres comportamientos distintos: phase locking, lateral mode locking y unlocking. En los trabajos teóricos y experimentales discutidos en el capítulo 3 y 4, se previa que estos láseres presentarían variados regímenes no lineales que se han asignado o bien a inestabilidades y competición entre los modos laterales o a la fuerza del acoplo. En estudios experimentales se han observado que, efectivamente estos dispositivos presentan una gran variedad de regímenes no lineales. En este capítulo se describirán y analizarán los varios regímenes no lineales y caóticos observados en estos dispositivos y se definirán los mecanismos que dan origen a dichos regímenes. Además se estudiarán los casos de láseres acoplados lateralmente que no presentan regímenes no lineales pero que siguen corroborando el mecanismo que da lugar a dichas no linealidades.

Para estudiar los regímenes no lineales en los LCDL se ha tenido que plantear un nuevo esquema experimental para averiguar el papel de los modos laterales en dichos regímenes. Teniendo en cuenta que estos dispositivos presentan un espectro multimodo longitudinal, hubo que plantearse el filtrado de cada modo longitudinal (y consecuentes modos laterales) de forma a analizar con alta resolución su espectro. El esquema experimental utilizado se ha descrito en el capítulo 4.

En el primer apartado de este capítulo se presentan ejemplos de los regímenes no lineales observados en estos dispositivos. Una vez identificados cada uno de los regímenes, en el apartado 7.2 se identifica el régimen de funcionamiento del dispositivo en cuanto a locking para entender el mecanismo responsable por la existencia de no linealidades. Posteriormente, en el apartado 7.3 se estudia la relación entre el valor de la frecuencia de relajación de oscilación y la frecuencia de lateral mode locking. En los apartados 7.4 y 7.5 se presentan los mapas de regímenes no

lineales observados en estos dispositivos (7.4) y su ubicación en el mapa de regímenes de locking (7.5). Este capítulo termina con las conclusiones y discusión de resultados.

7.1. Estudio experimental de los regímenes no lineales en LCDL

Para el estudio de los regímenes no lineales en LCDL se presentan los resultados obtenidos con un dispositivo de 500 μm de longitud de cavidad y 4 μm de separación entre guías. En este dispositivo se han observado una gran variedad de regímenes no lineales dependiendo de la corriente de polarización aplicada a cada uno de los guías [1][2]. El FSR escogido para la realización de estas medidas fue de 30 GHz permitiendo una resolución de 150 Mhz (ver anexo 1). En la figura 7.1.1 se presenta el espectro óptico de alta resolución (a) y el espectro de RIN (b) para una corriente de inyección en el Ridge1 de 36 mA y en el Ridge2 de 58 mA. Para estas condiciones de polarización el dispositivo está en lateral mode locking presentando un régimen de periodo simple. Lo modos laterales están separados 7 GHz entre si y en el espectro de RIN se observa un pico a esta misma frecuencia.

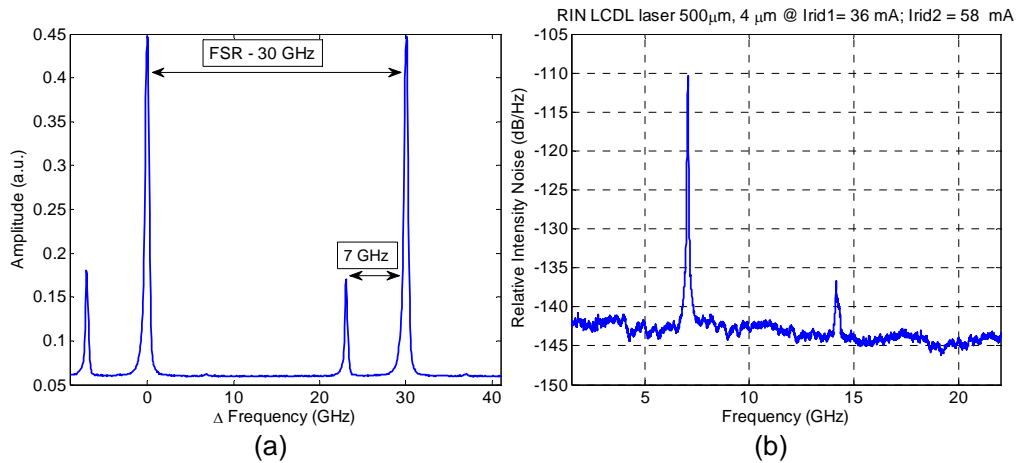


Figura 7.1.1 – (a) Espectro óptico de alta resolución y (b) espectro de RIN de un LCDL en el régimen periodo simple.

Aumentando la corriente de polarización del Ridge1 para 38 mA (figura 7.1.2), tanto en el espectro óptico como en el de RIN la separación entre modos laterales es de 7.1 GHz. A estas condiciones de polarización se observa el aparecimiento de una nueva frecuencia debido al desamortiguamiento (undamping) de la frecuencia de relajación de oscilación a 3.55 GHz. Esto indica que el dispositivo opera en un régimen de periodo doble.

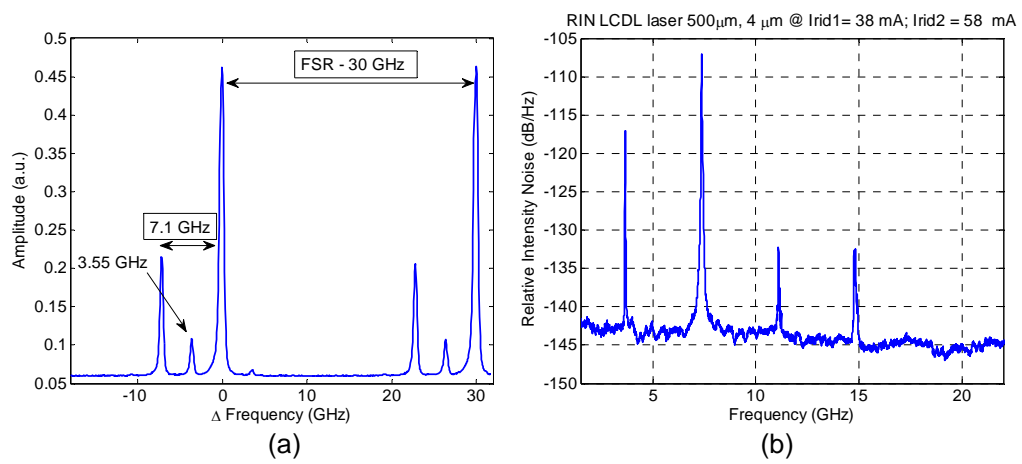


Figura 7.1.2 - (a) Espectro óptico de alta resolución y (b) espectro de RIN de un LCDL en el régimen de periodo doble.

A la corriente de inyección aplicada al Ridge1 de 42 mA (manteniendo la del Ridge2 a 55 mA) se verifica un régimen de periodo cuádruple en el funcionamiento del LCDL (figura 7.1.3). La separación medida, tanto en el espectro óptico como en el RIN, entre modos laterales es de 7.5 GHz y se observan los sub-armónicos a 1.88 GHz.

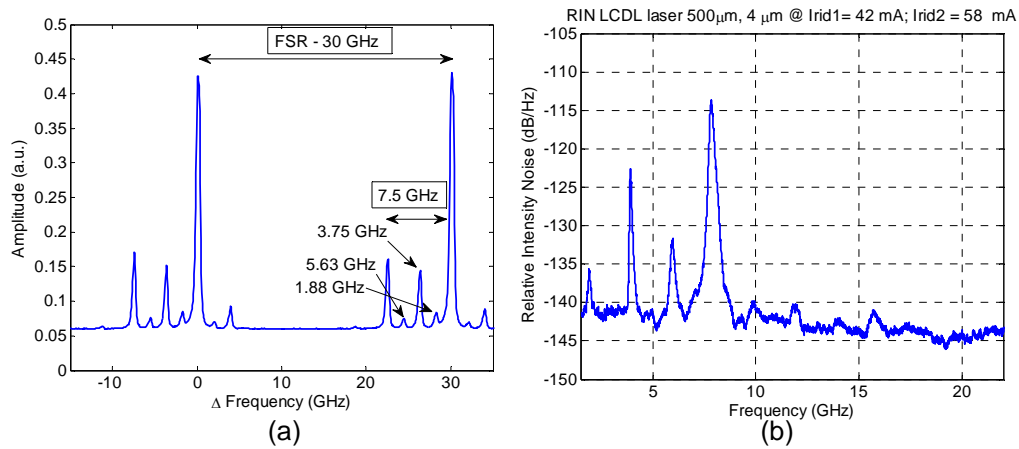


Figura 7.1.3 - (a) Espectro óptico de alta resolución y (b) espectro de RIN de un LCDL en el régimen de periodo cuádruple.

Variando las corrientes de polarización para 42 mA en el Ridge1 y 62 mA en el Ridge2, se observa un régimen caótico (figura 7.1.4). Este régimen se caracteriza por un espectro de RIN de banda ancha de aproximadamente 10 GHz (sobre el nivel de ruido) sobre un periodo doble. En el espectro óptico se observa que los modos laterales están separados 8 GHz entre si. La existencia de un pico a 4 GHz corresponde a un régimen de periodo doble sobre un espectro caótico de banda ancha.

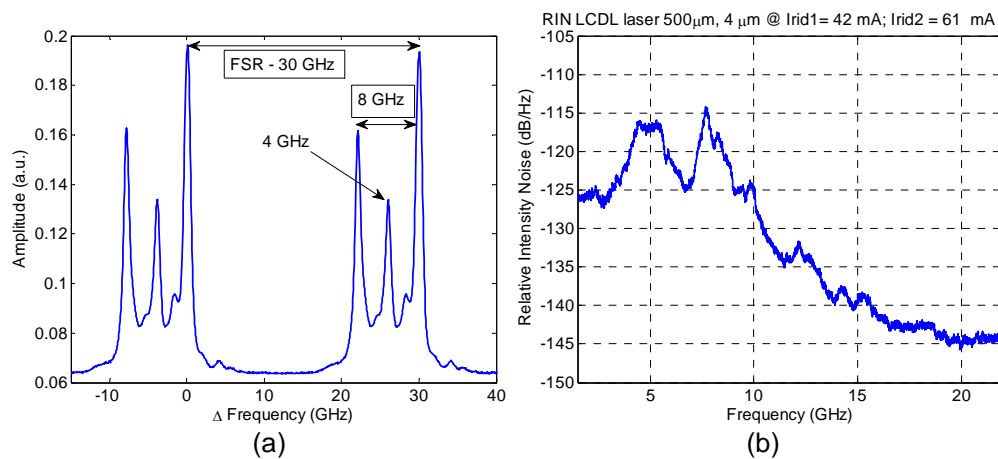


Figura 7.1.4 - (a) Espectro óptico de alta resolución y (b) espectro de RIN de un LCDL en el régimen caótico.

7.2. Estudio del perfil de emisión de los LCDL en los regímenes no lineales

Un punto importante en el estudio de la dinámica de los LCDL es entender qué relación de fase entre los campos emitidos por cada uno de los guías presentan estos dispositivos en los distintos regímenes de operación no lineal. Para realizar dicho estudio se utiliza el esquema descrito en el apartado 5.1.

En la figura 7.2.1 se presenta el espectro de campo lejano y el RIN para el régimen de periodo single descrito en la figura 7.1.1. El dispositivo está en la región de lateral mode locking emitiendo los dos modos laterales IP y OOP (figura 7.2.1 (a)) con una separación entre ellos de 7 GHz (figura 7.2.1 (b)).

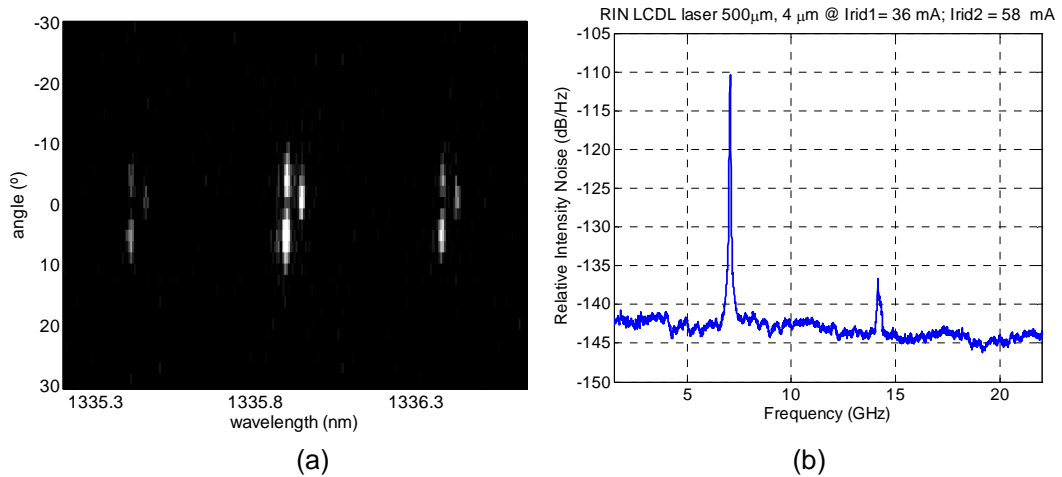


Figura 7.2.1 – (a) espectro de campo lejano y (b) espectro de RIN en un régimen de periodo single.

Cuando el dispositivo está en el régimen de periodo doble, los modos laterales IP y OOP siguen emitiendo. Sin embargo se empieza a discernir una nueva frecuencia entre los dos modos debido al periodo doble (figura 7.2.2). Las condiciones de polarización son las mismas que las descritas en la figura 7.1.2.

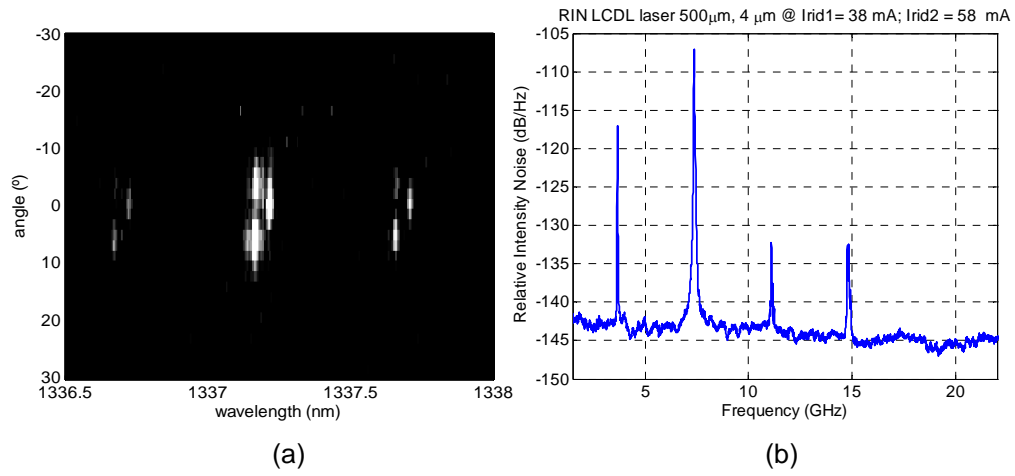


Figura 7.2.2 – (a) espectro de campo lejano y (b) espectro de RIN en un régimen de periodo doble.

En las condiciones de polarización descritas en la figura 7.1.3 el dispositivo opera en periodo cuádruple y, tal y como se observa en la figura 7.2.3 la estructura de modos laterales y consecuente régimen de lateral mode locking se mantiene (figura 7.2.3 (a)). Entre los modos laterales se detecta intensidad por los armónicos del periodo cuádruple (figura 7.2.3 (b)).

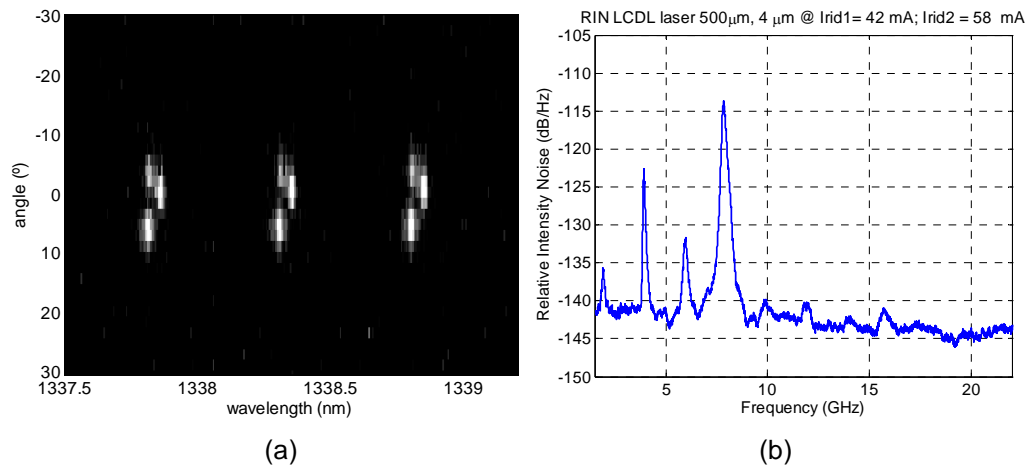


Figura 7.2.1 – (a) espectro de campo lejano y (b) espectro de RIN en un régimen de periodo cuádruple.

En el régimen caótico, se sigue manteniendo la emisión de los dos modos laterales IP y OOP (figura 7.2.4 (a)). El dispositivo está en lateral mode locking, sin embargo los modos aparecen borrosos consecuencia del ensanchamiento derivado del estado caótico de operación (figura 7.2.4 (b)).

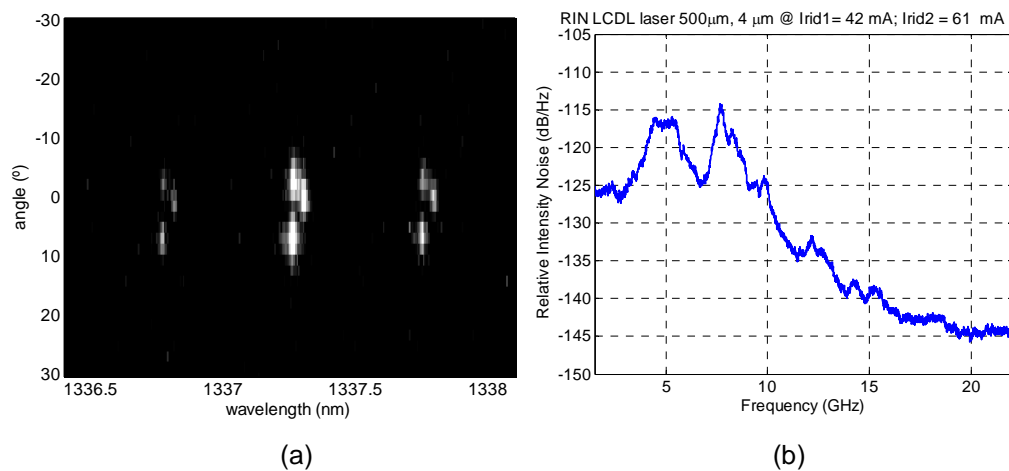


Figura 7.2.2 – (a) espectro de campo lejano y (b) espectro de RIN en un régimen caótico.

7.3. Estudio de la relación entre la frecuencia de relajación de oscilación y la frecuencia de lateral mode locking

Una vez identificados los regímenes no lineales en este dispositivo, y para explicar el mecanismo responsable por la existencia de estos regímenes, se hizo un estudio de la relación entre las frecuencias características del sistema. Tomando como referencia una corriente de inyección de 55 mA aplicada al Ridge2, se varió la corriente aplicada al Ridge1 desde su umbral a 48 mA. En la figura 7.3.1 se muestra la relación entre la frecuencia de relajación de oscilación y la segunda frecuencia de resonancia para las condiciones indicadas. La frecuencia de relajación de oscilación del Ridge2 evoluciona

de 4 GHz a 30 mA, teniendo un máximo a 4.6 GHz para luego bajar a 3.7 GHz a 48 mA.

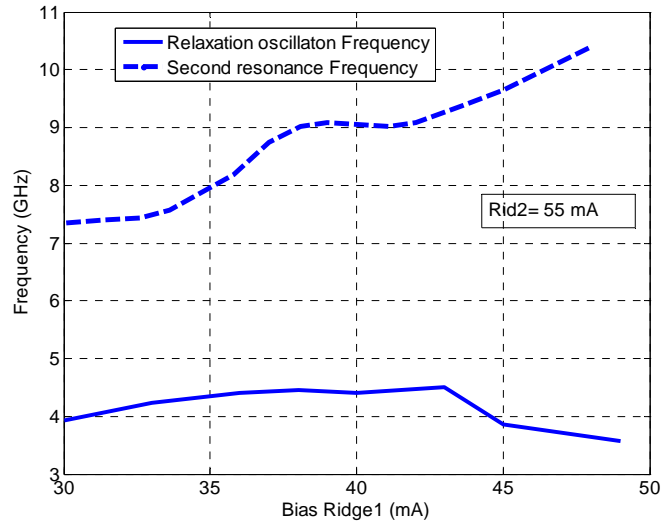


Figura 7.3.1 – Variación de la frecuencia de relajación del Ridge2 a 55 mA y de la segunda frecuencia de oscilación en función de la corriente inyectada en el Ridge1.

Cuando el dispositivo está en locking, los campos emitidos entre los dos guías presentan una interacción fuerte, eso conlleva a una partilla de fotones emitidos y por ello un aumento de la frecuencia de relajación de oscilación. En unlocking, la interacción pasa a ser débil y deja de existir partilla de fotones entre las dos guías, teniendo como consecuencia una disminución de la frecuencia de relajación de oscilación. La segunda frecuencia de relajación varía entre 7.4 GHz y 10.4 GHz. Para los valores de inyección de corriente en el Ridge1 comprendidos entre 36 mA y 43 mA, se verifica que la frecuencia de relajación de oscilación es aproximadamente la mitad de la segunda frecuencia de resonancia (figura 7.3.2). En estas condiciones de corriente se verifica que el dispositivo presenta regímenes no lineales de periodo doble y cuádruple. Resultado similar a lo observado anteriormente en experimentos con inyección óptica externa en láseres semiconductor [3]. Donde se ha verificado que inyectando luz con una frecuencia

$$\nu = \nu_0 + 2f_{ro}$$

donde ν es la frecuencia de la luz inyectada, ν_0 es la frecuencia de emisión de laser al cual se inyecta la luz y f_{ro} es la frecuencia de relajación de oscilación del láser, el laser es más sensible a perturbaciones externas y se propicia la ocurrencia de regímenes no lineales.

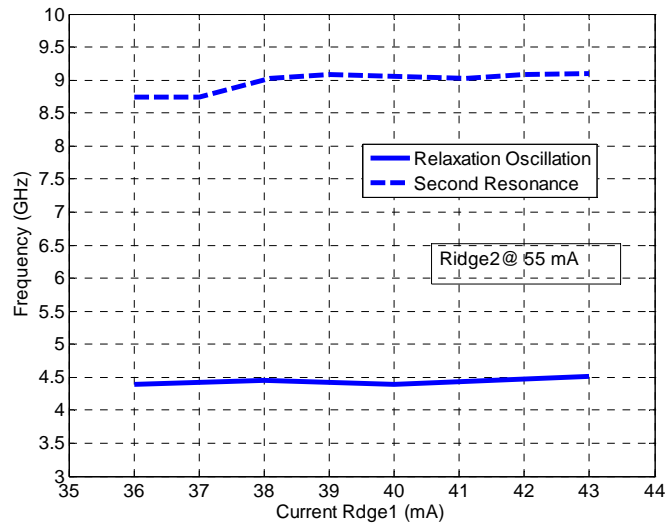


Figura 7.3.2 – Zoom de la variación de la frecuencia de relajación del Ridge2 a 55 mA y de la segunda frecuencia de oscilación en función de la corriente inyectada en el Ridge1 en la región de no linealidades.

7.4. Mapa de los regímenes no lineales observados en LCDL

Los resultados presentados en el apartado 7.1 son los más representativos de una serie completa de medidas. En la figura 7.4.1 se presenta un mapa de los regímenes observados en este dispositivo en función de la corriente aplicada a cada uno de los guías láser. Cuando la corriente aplicada al Ridge2 es menor que 51 mA, y para cualquier corriente inyectada al Ridge1, no observan regímenes no lineales estando el dispositivo en periodo simple. Para corrientes superiores a 51 mA, se observan regímenes de periodo doble, cuádruple y caos. La primera no linealidad en surgir es periodo doble, que al aumentar la corriente inyectada al Ridge2, bifurca en periodo

cuádruple seguido de régimen caótico. Estos resultados nos hacen afirmar que la ruta hacia el caos en estos dispositivos es vía periodo doble.

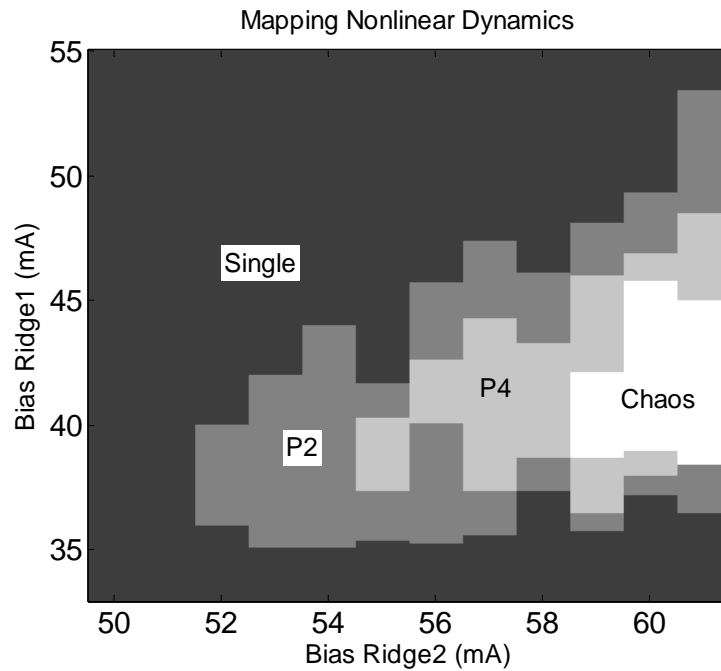


Figura 7.4.1 – Mapa de regímenes no lineales en función de las corrientes de inyección observados en el LCDL.

7.5. Mapa global de los regímenes de funcionamiento de los láseres LCDL

A partir del mapa presentado de regímenes no lineales presentado en el apartado 7.4, se puede diseñar otro mapa más genérico de forma a ubicar la presencia de los regímenes no lineales en el entorno de los regímenes de locking. En la figura 7.5.1 se presentan tanto los regímenes de locking como la región de corriente en donde se han observado no linealidades. En este dispositivo se observa que cuando la corriente de inyección en el Ridge1 es inferior a 31 mA, solo el Ridge2 está emitiendo. En el rango de corrientes 31 a 33 mA (aproximadamente) estamos en el régimen de phase locking caracterizado por la emisión del modo OOP. Luego para un gran rango de corrientes

se observa un funcionamiento estable en lateral mode locking. Cuyas características se describen en el capítulo 6 de este documento. Es en esta región donde pueden ocurrir los fenómenos de dinámica no lineal, que dependen de si la frecuencia de lateral mode locking está cercana a un múltiple par de la frecuencia de relajación de oscilación. Cuando las corrientes de polarización están próximas una de la otra, la condición de fase entre los campos deja de cumplirse y el LCDL pasa a funcionar en unlocking.

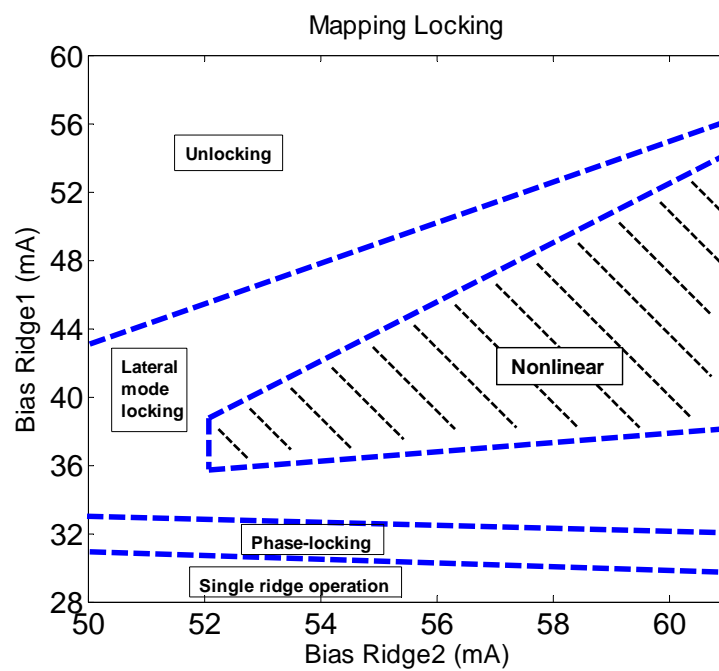


Figura 7.5.1 – Mapa de regímenes de operación de un LCDL.

7.6. Conclusiones y discusión de resultados

En el trabajo presentado en este capítulo se han caracterizado por primera los regímenes no lineales en láseres de semiconductor acoplados lateralmente. Este análisis se hizo con una técnica experimental de medida de alta resolución del espectro óptico combinada con el espectro de RIN. En paralelo se midió el espectro de campo lejano para obtener información del perfil de modos laterales y de esta forma identificar el régimen de fase en el que el dispositivo funcionaba.

En estas medidas experimentales se ha observado la existencia de periodos doble, cuádruple y caos. Variando la corriente de inyección a cada una de las guías láser se ha logrado un mapa de las no linealidades. A partir de estos resultados se han definido los mecanismos responsables de la existencia de regímenes no lineales en los láseres acoplados lateralmente. Como se ha estudiado en el capítulo 6 de esta tesis, en el régimen de lateral mode locking, la interacción entre los dos modos laterales genera un tono de una amplitud de 45 dB. Cuando esta frecuencia está cercana al doble de la frecuencia de relajación de oscilación de uno de los guías, estas interactúan dando lugar a linealidades en el dispositivo.

Tal y como se presenta en el Anexo 4, este fenómeno se ha experimentalmente verificado en dispositivos con distintas dimensiones. Siendo condiciones para la existencia de regímenes no lineales, el funcionamiento en un régimen de lateral mode locking y la posibilidad de la frecuencia de relajación de oscilación sea la mitad de la frecuencia de locking.

La ruta hacia el caos se ha verificado como siendo vía periodo doble. Sin embargo en algunos dispositivos se observó un truncamiento por periodo triple en la ruta hacia el caos. Esto está en conformidad con estudios previos en el estudio de la dinámica en láseres con modulación externa donde se observó el mismo efecto.

Referencias

- [1] - R. Santos and H. Lamela, “Experimental Observation of Chaotic Dynamics in Two Coupled Diode Lasers through Lateral Mode Locking”, IEEE J. Quantum Electronics, **45**, 1490-1494 (2009).
- [2] - H. Lamela and R. Santos, “Experimental analysis of the locking and nonlinear regimes in lateral coupled diode lasers”, Opt. Lett. **34**, 3448–3450 (2009).
- [3] - A Gavrielides, T Erneux , V Kovanis, P M Alsing and T B Simpson, “Subharmonic transition in an optically injected semiconductor laser: theory and experiments” Quantum Semiclass. Opt. 9, pp. 575-585, 1997.

8 Conclusiones y trabajo futuro

Esta tesis presenta una caracterización experimental de los regímenes de bloqueo de fase y no lineales en láseres de semiconductor acoplados lateralmente. Para realizar este estudio hubo que desarrollar una metodología experimental para identificar, de forma inequívoca, identificar los distintos regímenes de operación de estos dispositivos. Para la caracterización de los LCDL se ha optado por una caracterización del espectro de campo lejano conjuntamente con la medida de espectro de RIN. Esta concepción experimental permite la medida del perfil de los modos laterales asociados a cada modo longitudinal y estudiar el efecto del bloqueo de los modos laterales en la dinámica de estos dispositivos. En el caso de observación de no linealidades, se ha desarrollado un sistema de medida de alta resolución que ha permitido el análisis de las frecuencias ópticas asociadas a la generación de regímenes no lineales y el papel de los modos laterales en los mismos. En este trabajo se han estudiado dispositivos con distintas dimensiones de forma a entender su influencia en el funcionamiento global de los LCDL.

Con el trabajo realizado en esta tesis se han identificado, por primera vez, los distintos regímenes de funcionamiento de un laser acoplado lateralmente. Dependiendo de las corrientes de polarización inyectadas al dispositivo, se ha verificado que el funcionamiento puede ser de tipo: lateral mode locking, phase locking o unlocking. Para que los LCDL operen en un régimen de locking el espectro óptico de cada uno de los láseres tienen que estar asolapados. Esta condición define las corrientes de polarización necesarias para la emisión en un régimen de locking. El régimen de phase locking se caracteriza por la emisión de apenas un modo lateral y como tal no se observa ningún tono en el espectro de RIN. Esto se debe a una mayor absorción en la región entre las dos cavidades que no permite la emisión del modo en fase. Superado el umbral de absorción, el dispositivo emite los dos modos laterales de forma estable y se observa un tono en el espectro de RIN a la frecuencia de separación de los modos laterales con una amplitud superior a 40 dB/HZ por encima del nivel

mínimo detectable. Cuando los espectros de modos longitudinales dejan de estar asolapados, cada una de las guías láser pasan a emitir de forma independiente. En el espectro de campo lejano dejan de observarse los modos laterales y la amplitud del tono resultante de la interacción entre los modos se reduce a 20-25 dB/Hz. Esta diferencia en la amplitud de interacción entre los modos indica que los modos laterales presentan un relación de fase fija entre si y por lo tanto están bloqueados en fase.

La variación de la diferencia de frecuencia entre los modos laterales presenta una respuesta del tipo parabólica para dispositivos con corrientes umbrales iguales. Si existe una diferencia en las umbrales de cada una de las guías láser del LCDL, se verifica un desplazamiento de la curva, observándose apenas una rama de la misma. Esto se debe a una diferencia en la longitud de onda de emisión entre las dos guías para una misma corriente de polarización.

Sin embargo si la distancia entre las guías láser es igual a 8 μm , apenas se verifica un régimen de phase locking caracterizado por la emisión del modo en contra fase. En estos dispositivos el nivel umbral de absorción entre guías jamás llega a ser superado y por ello no se dan las condiciones de emisión del modo en fase. Este régimen se observa para un pequeño rango de corriente de polarización. Si las corrientes de inyección se desvían del valor para el cual se verifica el phase locking, cada uno de los láseres emite de forma independiente y se observa un tono en el espectro de RIN.

La inyección de corriente conjunta influye en las características básicas de cada uno de las guías individuales. Cuando las dos guías están polarizadas, sus corrientes umbrales disminuyen por efecto de una disminución de las perdidas. También se verifica una alteración en la dependencia de la frecuencia de relajación de oscilación con la corriente de inyección cuando se polarizan las dos guías a consecuencia de la existencia de acoplo óptico entre guías.

A partir de la concepción experimental desarrollada, en este trabajo de tesis se han podido identificar, por primera vez, los distintos regímenes no lineales y caóticos bien como los mecanismos responsables por su existencia en los láseres acoplados lateralmente. En el régimen de lateral mode locking la interacción entre los dos modos laterales genera un tono de una amplitud superior a 40 dB/Hz y su frecuencia varía con las corrientes de polarización. Cuando esta frecuencia está cercana al doble de la frecuencia de relajación de oscilación de uno de los guías, estas interactúan dando lugar a linealidades en el dispositivo. Esto se ha observado en todos los láseres que presentan un régimen de funcionamiento de lateral mode locking y donde exista la posibilidad de la frecuencia de relajación de oscilación sea la mitad de la frecuencia de locking. Este fenómeno se ha experimentalmente verificado en dispositivos con distintas dimensiones. La ruta hacia el caos se ha verificado como siendo vía periodo doble. Sin embargo en algunos dispositivos se observó un truncamiento por periodo triple en la ruta hacia el caos.

Finalmente, con el trabajo realizado en esta tesis, cabe destacar que, se han clarificado de forma experimental varios aspectos de la dinámica y del funcionamiento general de láseres de semiconductor acoplados lateralmente. Sin embargo y como se ha estudiado en los capítulos de introducción, los modelos teóricos existentes no explican las observaciones experimentales presentadas en esta tesis. En este sentido este trabajo no ha hecho sino abrir nuevos caminos en el estudio de estos dispositivos. Como concepto de trabajo futuro, se debe dedicar un gran esfuerzo en la investigación de nuevos modelos teóricos que se ajusten a los resultados experimentales observados. Además, se plantea el estudio de estos dispositivos como fuentes capaces de generación de señales caóticas para comunicaciones, generadores de números aleatorios y en radares.

Anexo 1 – Análisis de los Espectrómetros

En el capítulo 4 de esta tesis se ha desarrollado una metodología experimental de análisis de los regímenes de funcionamiento de los láseres acoplados lateralmente basada en un análisis del espectro óptico de emisión. En este apartado se describen las resoluciones obtenidas con cada uno de los espectrómetros utilizados

A.1.1 – Resolución de un monocromador

Un monocromador se puede esquematizar como en la figura A.1.1. En ella se indican los principales parámetros que influyen en la resolución máxima que se puede conseguir con este instrumento de medida. De ellos se destacan las rendijas de entrada y salida, la red de difracción y la distancia focal de los espejos.

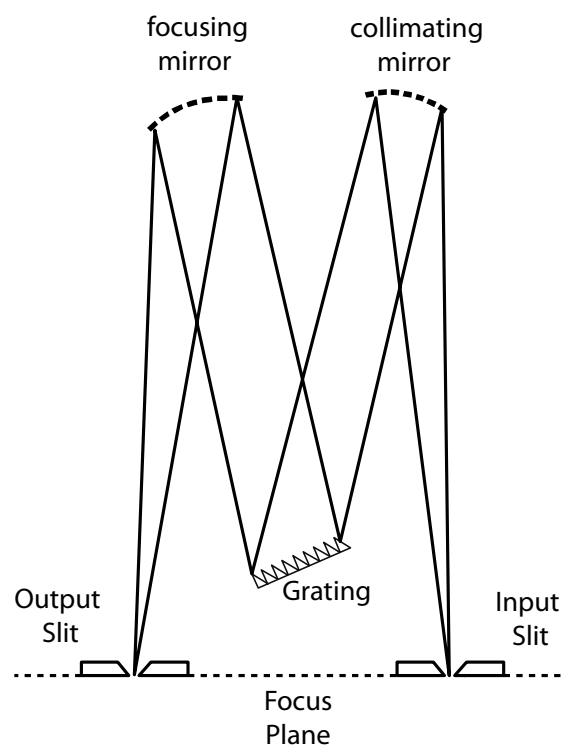


Figura A.1.1 – Esquema de un monocromador

Para determinar la resolución de un monocromador primero hay que analizar la red de difracción. En la figura A.1.2 se esquematiza la reflexión y los dos primeros órdenes de difracción en un grating.

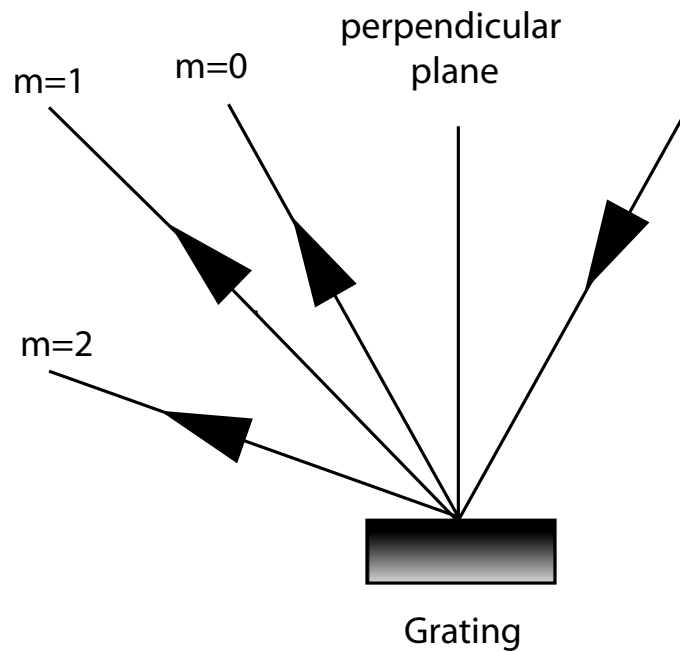


Figura A.1.2 – Esquema del haz incidente en una red de difracción indicando la reflexión y los dos primeros órdenes de difracción.

De una forma genérica se puede hacer la misma representación esquemática de una red pero ahora fijándonos en los ángulos asociados a la difracción (Figura A.1.3).

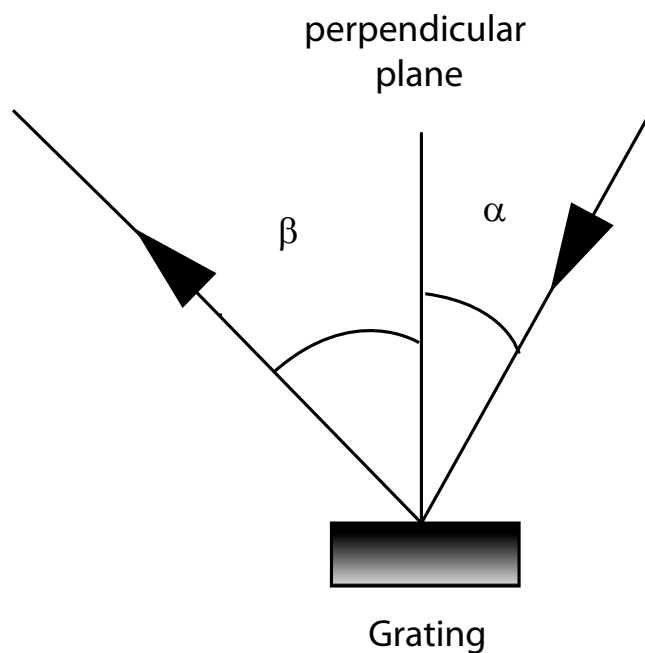


Figura A.1.3 – Esquema del ángulo de incidencia y del ángulo de difracción.

La relación entre los ángulos de entrada y de salida viene dada por la expresión [1]:

$$\sin \alpha + \sin \beta = mK\lambda$$

Siendo α el ángulo de incidencia en la red de difracción, β el ángulo del haz difractado, m el orden de difracción, K el densidad de líneas por milímetro de la red y λ la longitud de onda incidente. De notar que en un monocromador en configuración Czerny-turner la diferencia entre ángulos es constante. De esta expresión se definen el coeficiente de dispersión angular que indica la separación angular entre dos longitudes de onda del haz incidente y viene dado por:

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{mK}{\cos \beta}$$

En monocromadores es más útil definir este coeficiente con respecto a la distancia focal del espejo de salida. De esta forma, se define el coeficiente de dispersión lineal de la forma:

$$\frac{d\lambda}{dx} = \frac{\cos \beta}{mKL_{output}}$$

Cuando la separación entre dos longitudes de onda es lo suficientemente pequeña estas se asolapan y por lo tanto se define la potencia de resolución de una red de difracción como

$$\mathfrak{R} = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = mKW_g$$

donde $\Delta\lambda$ es la mínima longitud de onda que se puede resolver dada por el criterio de Rayleigh, K es la densidad de líneas por mm y W_g las dimensiones de la red de difracción. Asimismo, y aplicando la relación entre ángulos de una red de difracción la potencia de resolución viene dada por

$$\mathfrak{R} = \frac{W_g (\sin \alpha + \sin \beta)}{\lambda}$$

De todas formas hay que puntualizar que la potencia de resolución de la red de difracción por sí solo es la resolución del monocromador. La salida de un monocromador es la convolución de varios factores que determinan la anchura de la salida del monocromador. De tal manera que la medida del espectro viene dada por [2]:

$$F = B * P$$

Donde F es el la salida del monocromador, B es el verdadero espectro de de la fuente analizada y P es perfil de línea del espectrómetro. El perfil de línea del instrumento depende de varios factores de los cuales destacamos las aperturas de las rendijas de entrada y salida, aberraciones y difracción. Asumiendo que la salida del monocromador tiene un perfil gaussiano (algo que no del todo correcto por las aberraciones de los espejos y consecuente efecto coma) la anchura a media altura (FWHM) viene dada por [2]:

$$FWHM = \sqrt{\Delta\lambda_{slits}^2 + \Delta\lambda_{diffraction}^2 + \Delta\lambda_{line}^2}$$

Donde $\Delta\lambda_{\text{slits}}$ es el incremento a la anchura de la línea debido a las dimensiones de las rendijas de entrada y de salida; $\Delta\lambda_{\text{diffraction}}$ es la resolución del aparato teniendo en cuenta el coeficiente de difracción y las aberraciones y $\Delta\lambda_{\text{line}}$ es la anchura de línea de la fuente de luz.

Si la anchura de línea de la fuente de luz es mucho menor que las demás (que es el caso de láseres de semiconductor), la anchura a media altura se puede aproximar a

$$FWHM \sim \frac{d\lambda}{dx} w$$

Siendo el w la anchura de la rendija de entrada o salida dependiendo del que sea mayor

y $\frac{d\lambda}{dx}$ el coeficiente de dispersión lineal.

A.1.2 - Resolución de un Scanning Fabry-Perot

Un espectrómetro de Fabry-Perot está formado por una cavidad Fabry-Perot con espejos de elevada reflectividad R . La transmitancia de la cavidad viene dada por la expresión [1]

$$T = \frac{1}{1 + F \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)}$$

donde δ es la diferencia de fase entre sucesivas reflexiones en la cavidad:

$$\delta = (2\pi / \lambda) 2nl \cos \theta$$

y λ es la longitud de onda en el vacío, n el índice de refracción dentro de la cavidad, l su longitud y θ el ángulo con el que la luz se propaga dentro de ella y F el coeficiente de Finesse que viene dado por la reflectividad de los espejos:

$$F \approx \frac{4R}{(1 - R)^2}$$

A la separación entre dos longitudes de onda consecutivas se designa de *Free Spectral Range* y viene dada por

$$FSR = \frac{\lambda_0^2}{2 \ln \cos \theta}$$

En espectrómetros Fabry Perot hay que asegurar que el frente de onda incidente a la cara de entrada sea una onda plana, lo que conlleva que θ sea igual a cero. En la figura A.1.2.1 se presenta la transmisión variando de una cavidad Fabry Perot variando la longitud hasta que se haya recorrido un FSR. El ratio entre el FSR y la anchura de línea (resolución del espectrómetro) de la onda propagante se define como *Finesse*

$$\mathcal{F} = \frac{FSR}{\delta\lambda}$$

Y se relaciona con el coeficiente de Finesse como

$$\mathcal{F} = \frac{\pi}{2 \arcsin\left(\frac{1}{\sqrt{F}}\right)}$$

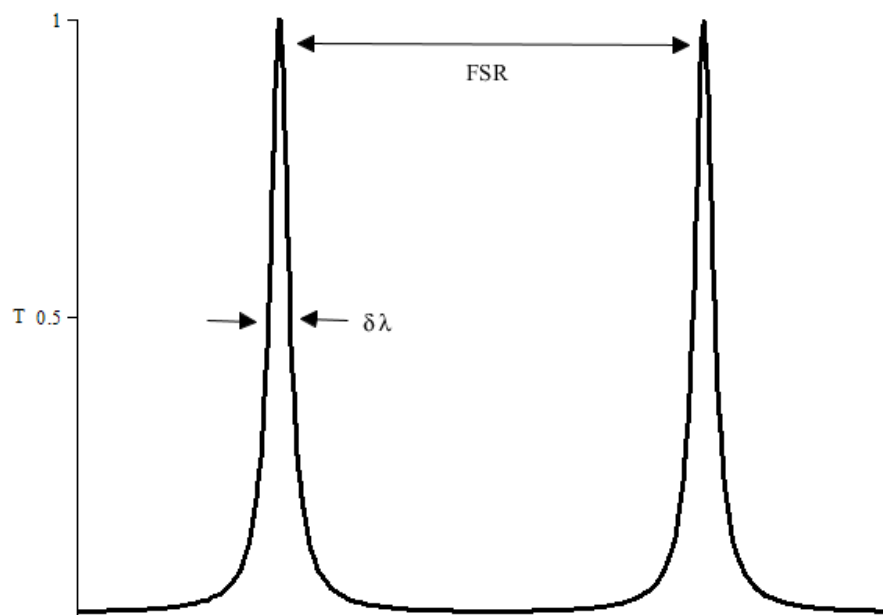


Figura A.1.2.1 – Salida de un espectrómetro Fabry Perot.

Referencias

[1] – Información en redes de difracción y interferómetros Fabry Perot se puede encontrar en los buenos textos de óptica como: Hecht-Zajac, *Optics*, Addison Wesley, o Born and Wolf, *Principles of Optics*, Cambridge University Press.

[2] - Diffraction Gratings Ruled and Holographic Handbook, published by HORIBA Jobin Yvon Inc.

Anexo 2. Estudios experimentales de soporte en el análisis de los dispositivos LCDL

En capítulo 4 se describen las principales herramientas experimentales de análisis de las características de emisión y dinámicas de los dispositivos LCDL. Sin embargo, se requieren otros estudios experimentales para una completa caracterización de estos láseres. En este apartado se hace una descripción de dichos experimentos justificando su utilización.

Anexo 2.1. Curvas corriente potencia (P-I)

La obtención de las curvas corriente potencia de un diodo láser es fundamental para definir la corriente umbral del dispositivo y en última instancia, para verificar el correcto funcionamiento del láser. En los láseres acoplados esta medida aumenta su interés una vez que nos dará información sobre el efecto del acoplo óptico en la corriente umbral y sobre la simetría entre las dos cavidades láser. El montaje experimental utilizado se esquematiza en la figura A.2.1.1

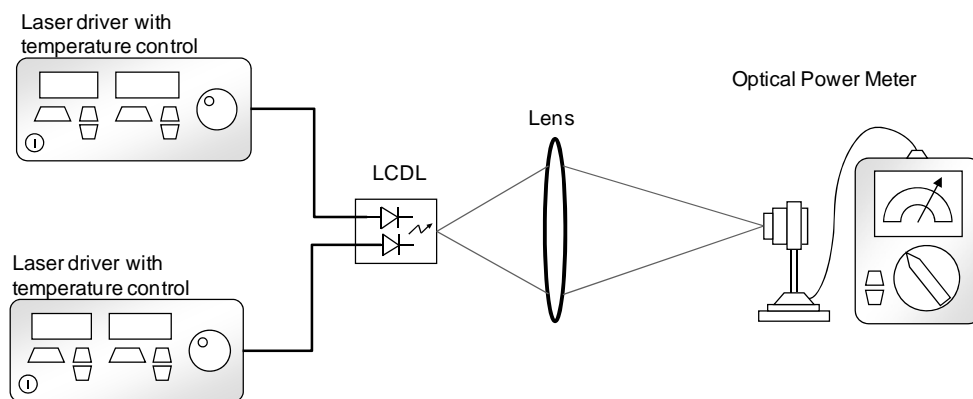


Figura A.2.1.1 – Esquema de medida de las curvas corriente potencia P-I.

El setup experimental está compuesto por dos fuentes de corriente estabilizadas con control de temperatura que polarizan cada una de las guías láser. A la salida del láser se

coloca una lente para recoger la máxima cantidad de luz y enfocarla en la superficie del fotodetector del medidor de potencia óptica. La medida de la curva IP se hace variando la corriente de inyección y midiendo la correspondiente potencia óptica de emisión del dispositivo. De notar que en todas las demás medidas que se presentan en esta tesis la polarización del dispositivo se hace tal y como se describe en este experimento.

Anexo 2.2. Respuesta en frecuencia

Para medir experimentalmente la respuesta en frecuencia de un diodo láser se modula en pequeña señal el dispositivo y se mide su la amplitud de la respuesta por medio de un fotodetector. El montaje experimental usado se muestra en la figura A.2.2.1. Cada uno de las guías láser se polarizan independientemente con una fuente estabilizada con control de temperatura (tal y como indicado en el apartado A.2.1). Solamente a uno de los láseres se les aplica una modulación en pequeña señal. La señal de modulación se acopla a la de polarización con un *bias-tee* de *Picosecond Pulse Labs* con un ancho de banda de 18 GHz. La salida del láser se acopla a una fibra monomodo y se detecta con un fotodetector de *New Focus* de ancho de banda de 25 GHz. Finalmente la salida del fotodetector se conecta a un analizador de redes *Hewlett-Packard 8720ES*. De los parámetros de salida del analizador de redes, nos interesan el parámetro S_{11} y S_{21} . El primero nos da la información sobre las impedancias parásitas que puedan existir en los cables de conexión o en la montura (o encapsulado) del láser. El segundo es directamente proporcional a la función de transferencia del diodo láser [1]. Una vez verificada la ausencia de elementos parásitos, de la respuesta en frecuencia se extraen dos importantes parámetros: 1 – la frecuencia de relajación de oscilación y 2 – la frecuencia resultante de la interacción entre los modos de cada uno de los láseres.

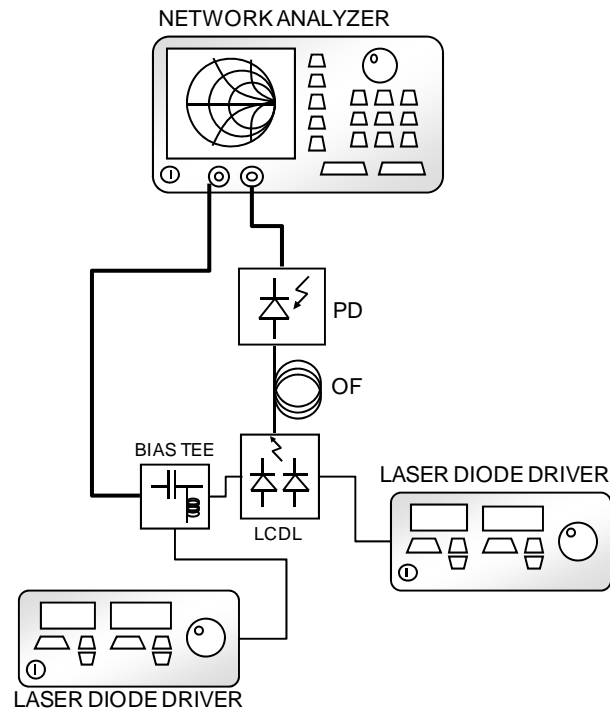


Figura A.2.2.1- Montaje experimental para la medida de la respuesta en frecuencia de los LCDL.

Referencias

- [1] - Paul D. Hale and Dylan F. Williamns. "Calibrated Measurement of Optoelectronic Frequency Response". IEEE Transactions on microwave theory and techniques, vol. 51, no 4. April 2003.

Anexo 3. Variación de la segunda frecuencia de resonancia con la corriente inyección

Para realizar este estudio se ha analizado la respuesta en frecuencia de los LCDL aplicando una corriente de polarización fija en uno de los guías y haciendo un barrido con la corriente de la otra guía. Para mejor ilustrar, de forma genérica, lo observado en estos dispositivos, se presentan los resultados obtenidos con un LCDL que tiene la misma corriente umbral en ambos guías y otro que los guías son asimétricos. El análisis de otros dispositivos se puede encontrar en las referencias [1], [2] y [3].

En la figura A.3.1 se presenta la dependencia de la segunda frecuencia de resonancia con la diferencia de la corriente de polarización aplicada a un LCDL con 300 μm de longitud de cavidad y 6 μm de separación entre guías. La corriente umbral de *Ridge1* es de 23 mA y la del *Ridge2* de 24 mA. Al *Ridge1* se ha inyectado una corriente de 45 mA mientras que al *Ridge2* la corriente se ha variado entre 0 y 56 mA. La variación de la frecuencia con la corriente aplicada presenta una dependencia de tipo parabólica, variando desde 20 GHz (aprox.) a un mínimo de 5 GHz.

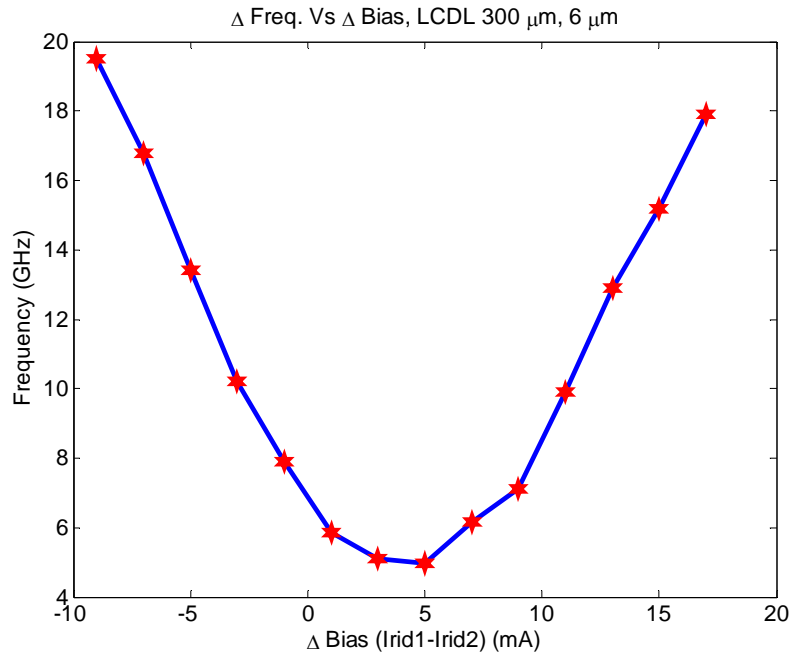


Figura A.3.1 – Variación de la frecuencia de interacción entre los campos de un LCDL con corrientes umbrales cuasi simétricas en función de la corriente relativa de inyección.

En dispositivos cuyos guías láser no sean perfectamente simétricos y presentan un diferencia en el umbral, la dependencia de la segunda frecuencia de resonancia tiene una apariencia distinta a la presentada. En la figura A.3.2, se muestra esta dependencia para un LCDL con 300 μm de longitud de cavidad y 2 μm de separación entre guías y corriente umbral del *Ridge1* de 26 mA y del *Ridge2* de 23 mA. La corriente inyectada al *Ridge2* se ha fijado a 50 mA y la corriente del *Ridge1* se ha variado de 35 mA a 50 mA. La segunda resonancia varía desde 20 GHz (valor de frecuencia máxima del analizador de redes) a aproximadamente 14.5 GHz para este rango de corrientes. Comparando esta figura con la obtenida para el láser con 4 μm de separación entre guías, se verifica que la dependencia de la segunda frecuencia de resonancia viene dada por apenas una de las ramas de la función parabólica.

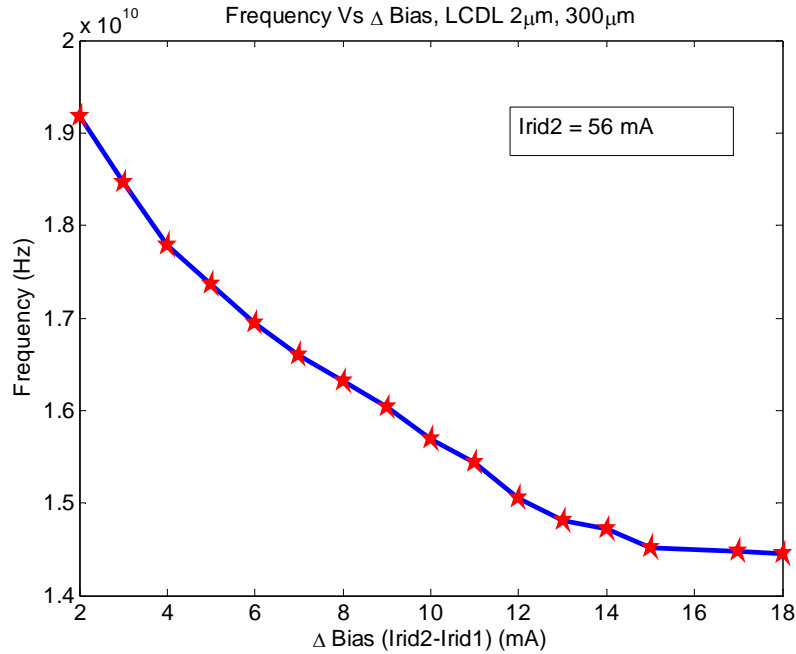


Figura A.3.2 - Variación de la frecuencia de interacción entre los campos de un LCDL con corrientes umbrales asimétricas en función de la corriente relativa de inyección.

Para explicar esta diferencia entre dispositivos hay que estudiar la longitud de onda de emisión para una misma corriente de polarización de cada uno de los guías de forma individual. En la figura A.3.3 se muestra el espectro de cada uno de los láseres del LCDL correspondiente a la figura A.3.2. Como se puede observar en la figura, para una misma corriente de polarización, el *Ridge2* (que presenta una corriente umbral menor) emite a una longitud de onda inferior al *Ridge1*. De esta forma, al polarizar el LCDL con la misma corriente, las longitudes de emisión de cada uno de los láseres presentan una diferencia que disminuye cuando aumentamos la diferencia en la corriente de polarización entre los dos guías (en particular, disminuyendo la corriente de polarización del *Ridge1*).

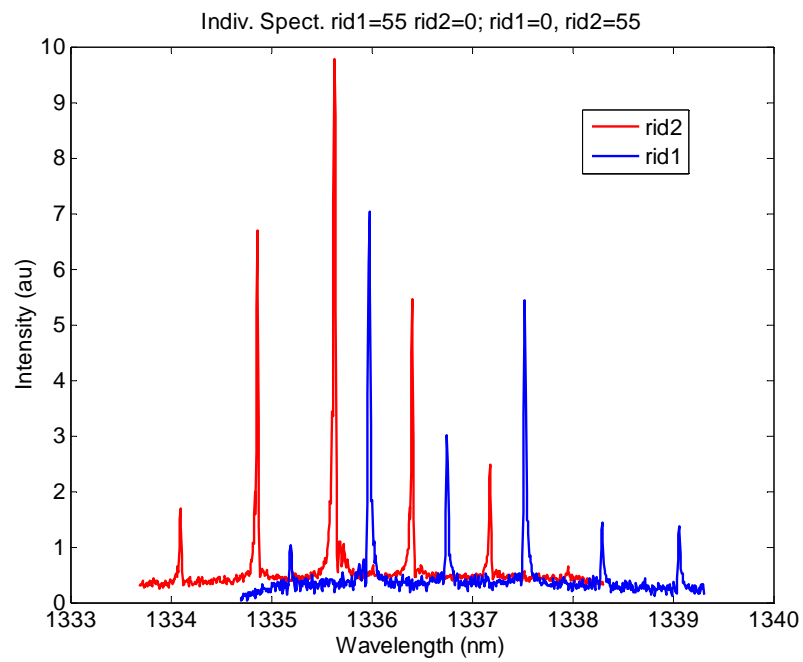


Figura A.3.3 - Espectro individual para una corriente de polarización de 55 mA. En rojo el espectro del Ridge2 y en azul el del Ridge1.

References

- [1]- R. Santos, H. Lamela, P. Acedo, G. Carpintero, "Experimental investigation of the coupling dependence on the lateral separation in twin stripe diode laser arrays" Proc. SPIE Vol. 5958, Lasers and Applications, p. 103-109. August 2005.
- [2]- H. Lamela, R. Santos, G. Carpintero, P. Acedo, "Influence of the relative bias current injection in the coupling of twin stripe diode lasers", Spie Proceedings 5722, 2005.
- [3]- H. Lamela, R. Santos, G. Carpintero, J.P. Vilcot, A. Barsella, J. Figuereido, M. Pessa, "Experimental measurements of the ridge spacing influence on the frequency response and optica spectrum of laterally coupled laser diodes", SPIE. Vol. 4986, pp. 86-91. January 2003.

Anexo 4. Regímenes y mapas de no linealidades observados en otros dispositivos LCDL

En el capítulo 7 de esta tesis, el estudio de la dinámica no lineal se ha centrado en un LCDL de 4 μm de separación entre guías y 500 μm de longitud de cavidad. En este anexo se hace un resumen de los regímenes no lineales observados en los demás dispositivos, justificando las diferencias entre cada uno de ellos. Además se presentan y justifican la existencia de dispositivos que no presentan regímenes no lineales.

Anexo 4. 1. LCDL de 500 μm de longitud y 6 μm de separación

Este dispositivo presenta una corriente umbral de 33 mA para el Ridge1 y 34,5 mA para el Ridge2. Como la separación entre guías láser es 6 μm , la frecuencia de lateral mode locking es menor que en el caso de un dispositivo de 4 μm , siendo su valor alrededor de 4 GHz. El análisis experimental utilizado es el que se ha descrito en el apartado 6.1. Para una corriente de polarización aplicada al Ridge1 de 44 mA y 36.5 mA al Ridge2, el dispositivo está en periodo simple en la región de lateral mode locking presentando una frecuencia de separación entre modos laterales de 4.2 GHz (Figura A.4.1.1 (a)). El nivel de ruido en estas medidas está situado a -130 dB/Hz. El valor de la amplitud del pico de frecuencia de locking se halla a -105 dB/Hz (Figura A.4.1.1 (b)).

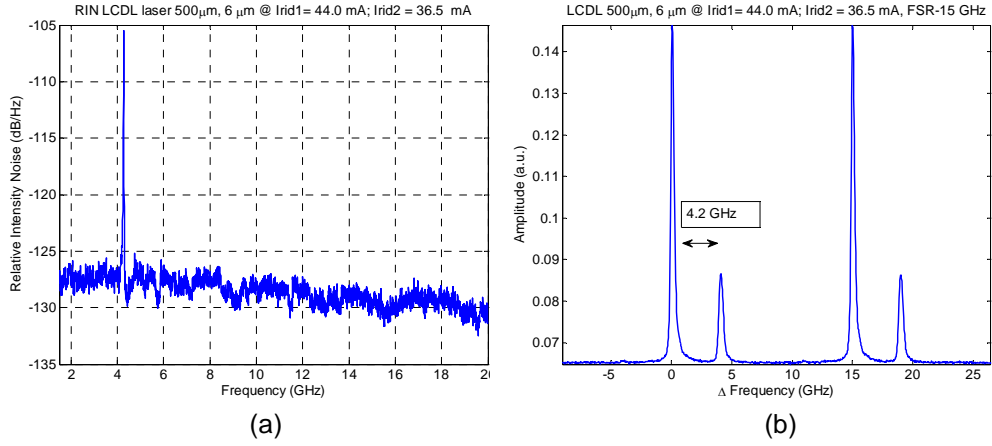


Figura A.4.1.1 -(a) Espectro óptico de alta resolución y (b) espectro de RIN de un LCDL en el régimen periodo simple.

Cambiando la corriente de inyección del Ridge2 para 38.5 mA (manteniendo el Ridge1 a 44 mA), el dispositivo está en régimen doble (Figura A.4.1.2). Los modos laterales están separados 4.8 GHz (Figura A.4.1.2 (b)) y un nuevo pico se observa a 2.4 GHz debido al periodo doble.

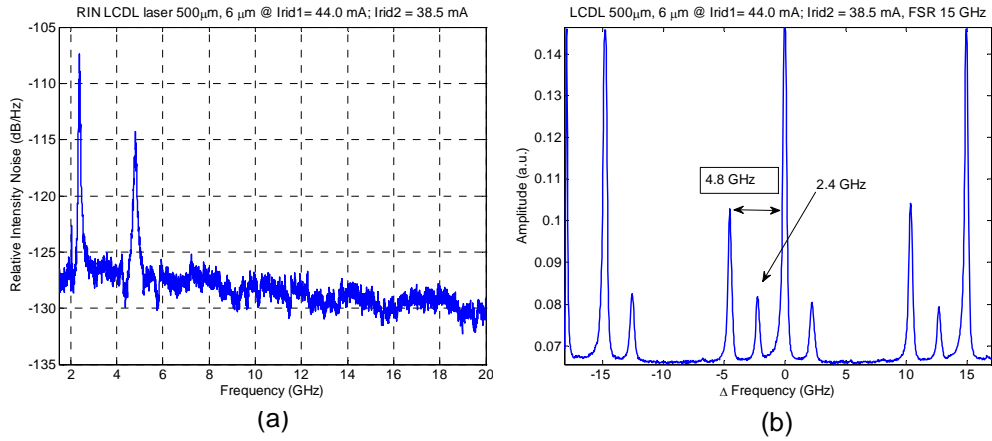


Figura A.4.1.2 – (a) Espectro óptico de alta resolución y (b) espectro de RIN de un LCDL en el régimen periodo doble.

En este dispositivo también se observan regímenes de periodo cuádruple aplicando una corriente de polarización de 46 mA al Ridge1 y 38.9 mA al Ridge2. En este caso la separación entre modos laterales es de 4.5 GHz, y los sub armónicos están separados 1.25 GHz (Figura A.4.1.3).

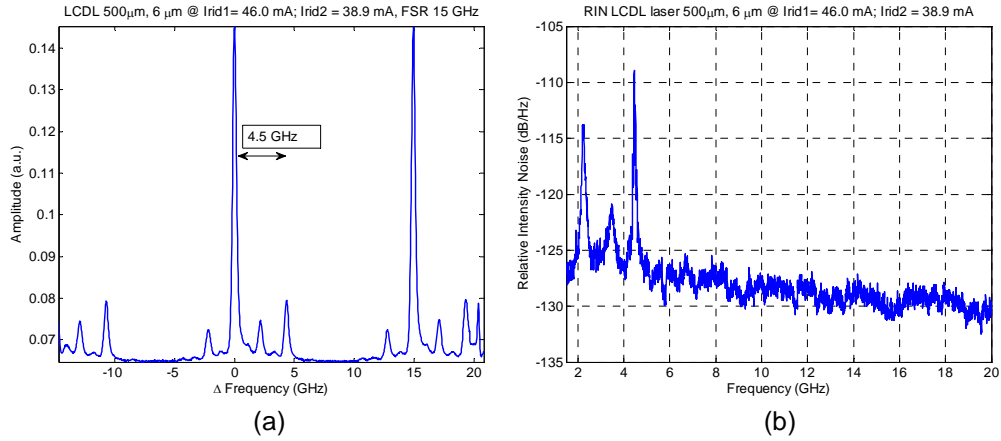


Figura A.4.1.3 – (a) Espectro óptico de alta resolución y (b) espectro de RIN de un LCDL en el régimen periodo cuádruple.

A diferencia del dispositivo con 4 μm de separación en este dispositivo se observa, para un gran rango de corrientes de polarización, un funcionamiento en periodo triple. En la figura A.4.1.2 se muestra un ejemplo de este régimen no lineal. Los modos laterales están separados 5.2 GHz uno del otro, y se observan dos sub armónicos separados a una frecuencia de 1.7 GHz.

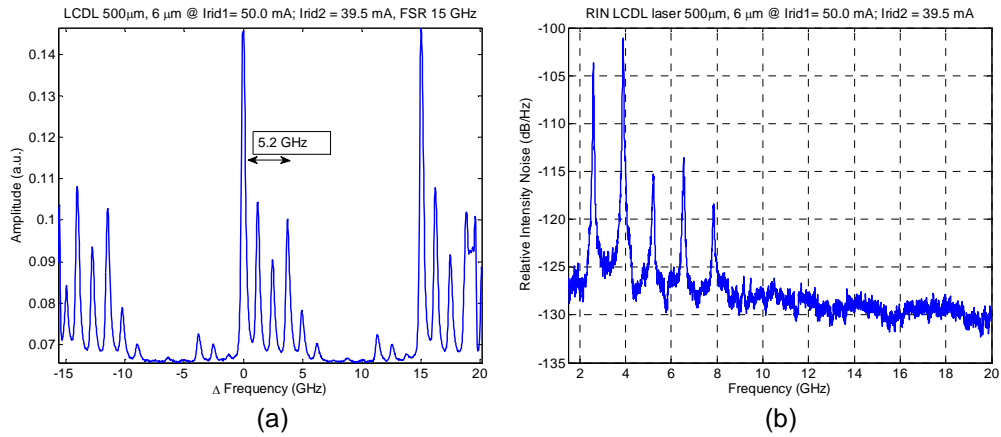


Figura A.4.1.4 - (a) Espectro óptico de alta resolución y (b) espectro de RIN de un LCDL en el régimen periodo cuádruple.

En este dispositivo también se observan regímenes caóticos. Para una corriente 56 mA aplicada al Ridge1 y 46.2 mA al Ridge1, se verifica que el RIN se caracteriza por un espectro de banda ancha de aproximadamente 9 GHz por encima del nivel de ruido (Figura A.4.1.5 (b)). El espectro optcio presenta un ensanchamiento típico del régimen caótico y los modos laterales están separados 3.5 GHz.

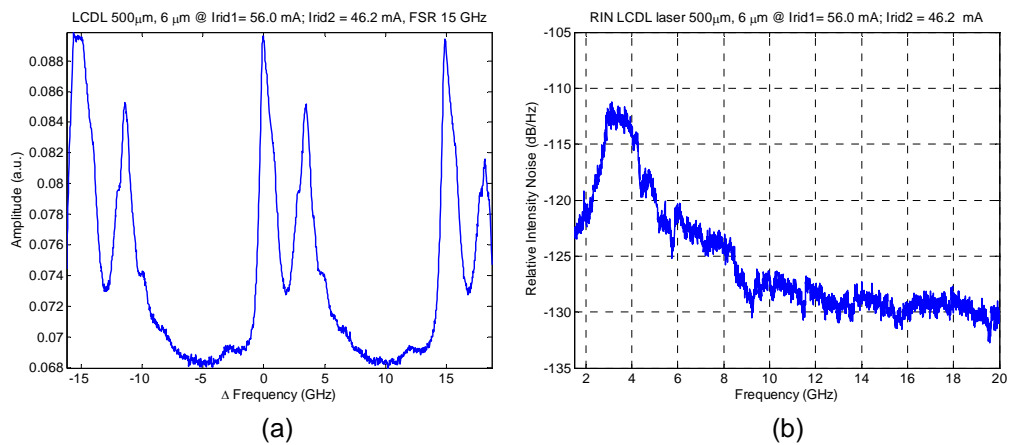


Figura A.4.1.5 - (a) Espectro óptico de alta resolución y (b) espectro de RIN de un LCDL en el régimen caótico.

Concluyendo el análisis de este dispositivo, se presenta el mapa de regímenes no lineales (Figura A.4.1.6). Cuando la corriente de inyección aplicada al Ridge2 está por debajo de 44 mA, no se observan regímenes no lineales. Para una corriente de 44 mA inyectada al Ridge2, empiezan a aparecer regímenes de periodo doble. A partir de este valor de corriente se observan regímenes de periodo doble, triple, cuádruple y caos. La observación de este mapa sugiere que la ruta hacia el caos, en este dispositivo, sea de periodo doble truncado por un periodo triple. Comparando este mapa con el presentado en la figura 7.2.5, se puede verificar como en este caso los regímenes no lineales tienen lugar a corrientes de polarización significativamente inferiores. Esto se debe a la menor frecuencia de locking presentada por este dispositivo y de esa forma implique una menor corriente de polarización para que esta sea el doble de la frecuencia de relajación de oscilación.

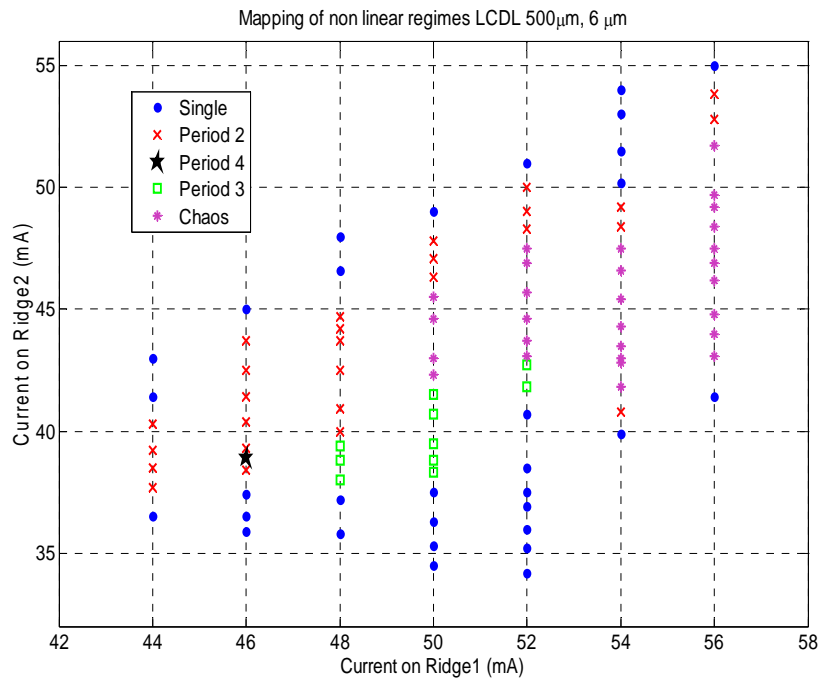


Figura A.4.1.6 – Mapa de regímenes no lineales observados en un dispositivo con 6 μm de separación entre guías y 500 μm de longitud de cavidad.

Anexo 4.2. LCDL de 500 μm de longitud y 3 μm de separación

Para este LCDL apenas se presenta el mapa de regímenes no lineales una vez que los resultados medidos son en todo similares a los observados en el caso de dispositivo de 4 μm . Este dispositivo presenta una frecuencia de lateral mode locking de 9.5 GHz. Para que la frecuencia de relajación de oscilación sea la mitad de la frecuencia de locking, la corriente inyectada tiene que ser alta. Como se puede observar en la figura A.4.2.1, solamente se observan no linealidades a partir de una corriente de polarización del Ridge2 de 58 mA. En este LCDL solo se observan regímenes de periodo doble.

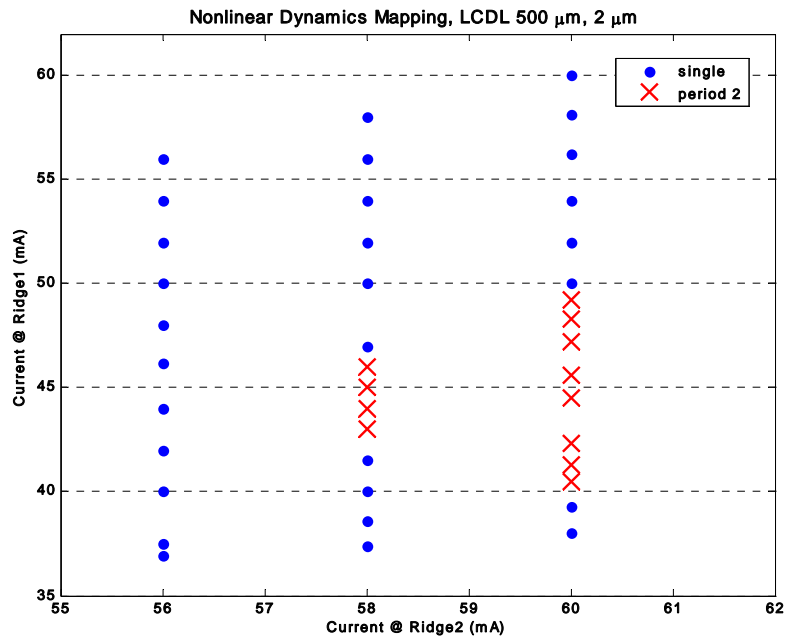


Figura A.4.2.1 – Mapa de regímenes no lineales observados en un dispositivo de 500 μm de longitud de cavidad y 2 μm de separación entre guías.

Anexo 4. 3. LCDL de 300 μm de longitud y 6 μm de separación entre guías.

En dispositivos con una longitud de cavidad de 300 μm , el comportamiento no lineal es similar al descrito en los dispositivos de 500 μm . En la figura A.4.3.1 se presentan varios ejemplos de los regímenes no lineales observados en este dispositivo. En la figura A.4.3.1 (a), el LCDL está polarizado a 42 mA en el Ridge1 y 30 mA en el Ridge2 emitiendo en lateral mode locking presentando una frecuencia de separación entre los modos laterales de 4.8 GHz. La amplitud del tono se encuentra a -105 dB/Hz. Un ejemplo de periodo doble se observa para unas corrientes de inyección de 44 mA en el Ridge1 de 44 mA y 40 mA en el Ridge2 (figura figura A.4.3.1 (b)). En este caso los modos laterales están separados 7 GHz y el tanto en el RIN como en el espectro óptico se observa un tono a la frecuencia mitad referente al régimen de periodo doble. Cambiando las condiciones de polarización, se observan regímenes de periodo triple e caos. El primero se observa para unas condiciones de polarización de 46 mA en el Ridge1 y 35 mA en el Ridge2. La frecuencia de separación entre modos se halla a 4.8 GHz y los sub armónicos de periodo triple se encuentran a 1.6 GHz y 3.2 GHz (figura figura A.4.3.1 (c)). El régimen caótico se caracteriza por un ensanchamiento de 10 GHz aproximadamente. Este régimen se observa para unas corriente de 52 mA aplicadas al Ridge1 y 44 mA al Ridge2 (figura figura A.4.3.1 (d)).

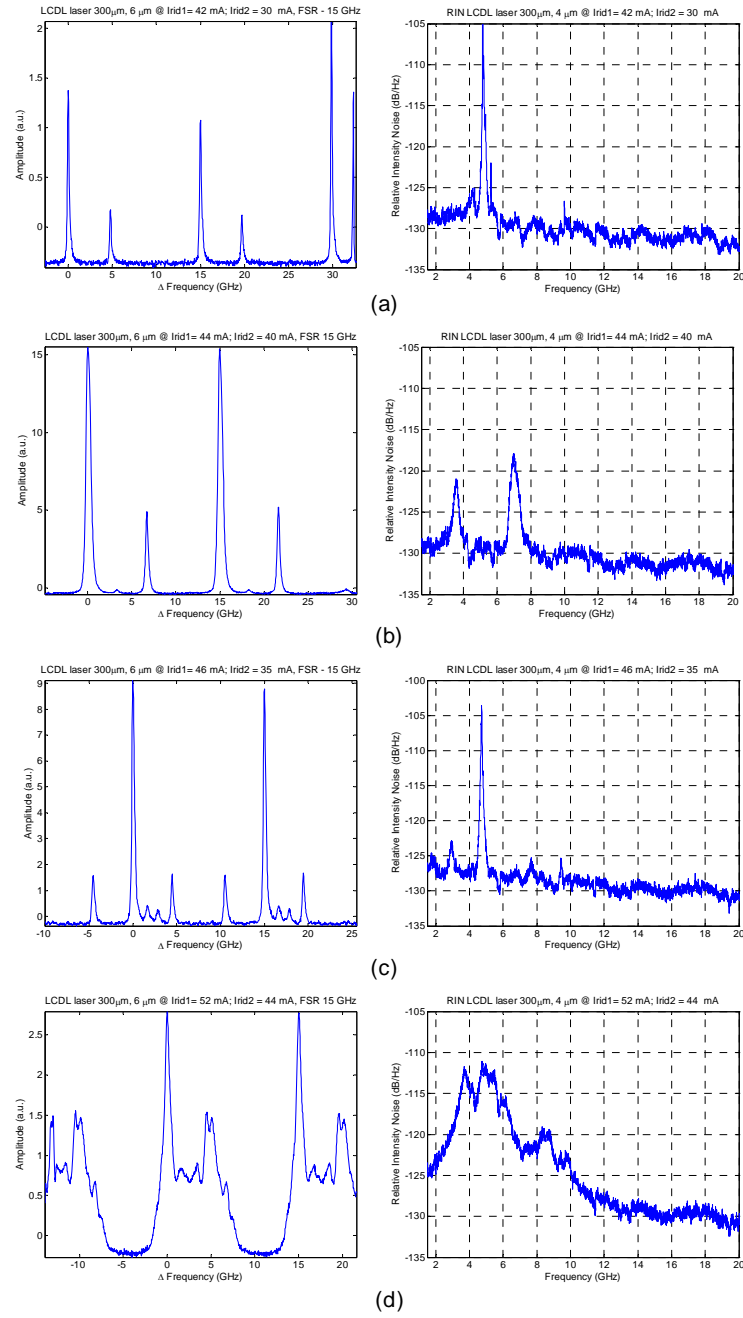


Figura A.4.3.1 – Regímenes no lineales - (a) simple; (b) doble; (c) triple y (d) caos.

Anexo 4. 4. Análisis de los dispositivos que no presentan regímenes no lineales

En este apartado se estudiarán los dispositivos que no presentan ningún régimen no lineal a cualquier corriente de inyección aplicada. La no existencia de no linealidades en estos dispositivos se ha verificado que se debe o bien a la no existencia del régimen de lateral mode locking o bien porque la frecuencia de separación entre los modos laterales es superior al doble de la frecuencia de relajación de oscilación y por lo tanto la relación

$$\nu = \nu_0 + 2f_{ro}$$

nunca se llega a cumplir.

En dispositivos con una separación entre láseres de 8 μm , y tal y como se ha descrito en el apartado 6.2 apenas se observa la existencia del modo lateral OOP y por lo tanto el régimen de phase locking. De esta forma, y aunque que la frecuencia de batido entre los modos longitudinales pueda hallarse al doble de la frecuencia de relajación de oscilación, la amplitud de esta no es suficiente para que se originen no linealidades en la emisión del dispositivo.

En el caso de dispositivos con 2 μm (u otro cuya frecuencia de locking se halle muy por encima de la frecuencia de relajación de oscilación) se observan los dos modos laterales IP y OOP. Este dispositivo en particular tiene una cavidad de 300 μm de longitud y su frecuencia de relajación de oscilación se encuentra aproximadamente en un rango comprendido entre 2.5 GHz y 6 GHz. Sin embargo la frecuencia asociada al lateral mode locking observada en estos dispositivos es siempre superior a 14 GHz (ver Figura A.3.2). En la figura A.4.4.1 se presenta el espectro FF y el correspondiente espectro de RIN para una corriente aplicada al Ridge1 de 40 mA y al Ridge2 de 56 mA donde se puede observar una frecuencia de separación entre los modos laterales de 14.5 GHz.

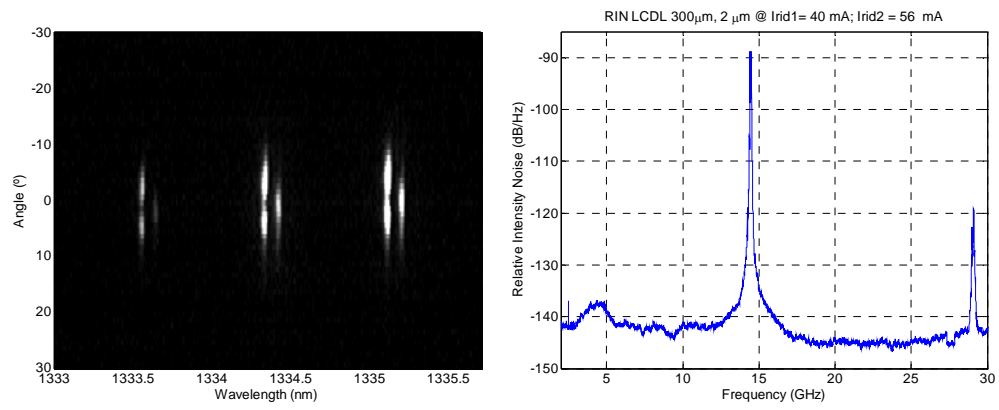


Figura A.4.4.1 – Espectro de FF y respectivo RIN para un dispositivo con 300 μm de longitud de cavidad y 2 μm de separación entre guías.